



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG

Institut für Reaktorentwicklung

Anwendung des Plutoniumspeicherprinzips auf den Kugelhaufenhochtemperaturreaktor

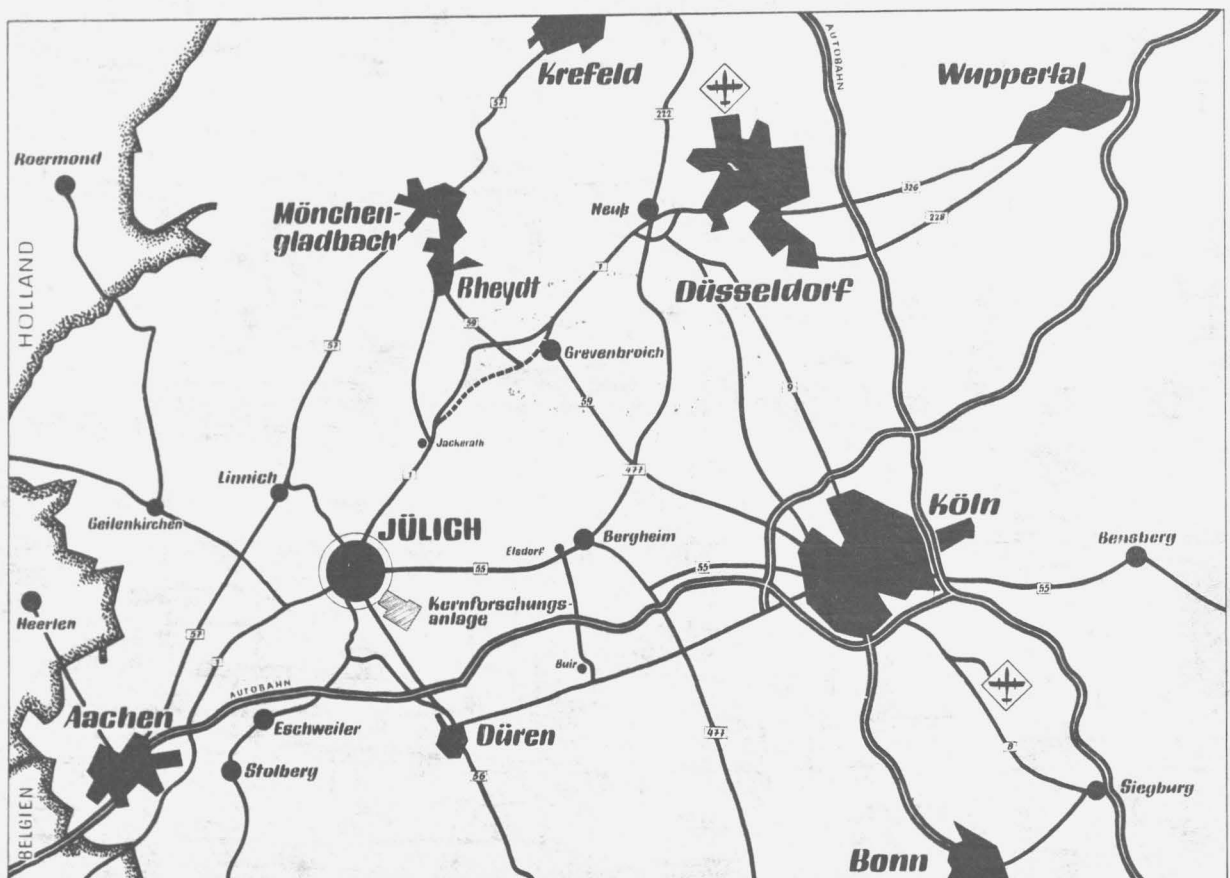
von

Tuncay Babac

Jül - 542 - RG

Juli 1968

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 542

Institut für Reaktorentwicklung Jül - 542 - RG

Dok.: Plutonium - Storage

Pebble Bed High Temperature Reactor - U-Pu Cycle

DK: 621.039.543.6.004.4

621.039.524.2.034.36

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Anwendung des Plutoniumspeicherprinzips auf den Kugelhaufenhochtemperaturreaktor

von

Tuncay Babac

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich.

Herrn Prof. Dr. R. Schulten bin ich für die Aufgabenstellung, für viele gute Ratschläge und sein stetes Interesse sehr dankbar.

Herrn Prof. Dr. Boettcher danke ich für eine eingehende Durchsicht der Arbeit und für sein Interesse an dem behandelten Thema.

Ferner möchte ich Herrn Dr. E. Teuchert für die vielen nutzbringenden Diskussionen meinen Dank aussprechen.

Bei meinen Kollegen vom Institut für Reaktorentwicklung möchte ich mich für viele Anregungen bedanken.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung
- 1.1 Rechenverfahren
- 2.1 Gleichgewichtskonzentrationen im Kugelhaufenreaktor
 - 2.1.1 Die Abbrandgleichungen
 - 2.1.2 Gleichgewichtskonzentrationen der Schwermetallisotope
 - 2.1.3 Gleichgewichtskonzentrationen der Spaltprodukte
- 2.2 Resonanzintegrale und Resonanzwirkungsquerschnitte
 - 2.2.1 Aufgelöste Resonanzintegrale
 - 2.2.2 Unaufgelöste Resonanzintegrale
 - 2.2.3 Der Korrekturfaktor für das unendlich verdünnte Resonanzintegral
- 2.3 Die temperaturgemittelten Resonanzwirkungsquerschnitte
 - 2.3.1 Temperaturverlauf des Kühlgases
 - 2.3.2 Leistung der Kugelbrennelemente
 - 2.3.3 Temperaturprofil des Kugelbrennelements
- 2.4 Definition der thermischen Selbstabschirmungsfaktoren
- 2.5 Library für das Programm THERMOS
3. Der Kugelhaufenreaktor nach dem Prinzip des "Plutoniumspeichers"
 - 3.1 Einzonenreaktor
 - 3.2 Zweizonenreaktor
4. Brennstoffkreislaufkosten des Einzonenreaktors
5. Zusammenfassung
6. Literaturverzeichnis

1. Einleitung

Untersuchungen an Kugelhaufenreaktoren werden bislang vornehmlich auf der Basis des Thorium-Uran-Kreislaufes durchgeführt (AVR-THTR-Studie). In der vorliegenden Arbeit soll untersucht werden, unter welchen Bedingungen ein Kugelhaufenreaktor im Uran-Plutonium-Zyklus betrieben werden kann. Es wird das sogenannte "Plutoniumspeicherprinzip"¹⁾ zugrunde gelegt. Das bedeutet, daß einem mit Uran beladenen Reaktor das erbrütete Plutonium nach der Aufbereitung wieder zugeführt wird.

In diesem Rahmen wurde zunächst ein Rechenzyklus zusammengestellt, der den Erfordernissen der Aufgabe gerecht wird. Er besteht aus einer Reihe neuentwickelter Rechenprogramme, die mit mehreren zuverlässigen Standardprogrammen zusammengegliedert wurden.

Mit diesem Zyklus werden Reaktorsysteme mit einer und mit mehreren Core-Zonen untersucht, und es werden Optimalisierungsstudien durchgeführt, die auf eine möglichst niedrige Anfangsanreicherung an U-235 hinzielen. Für die untersuchten Typen werden Wirtschaftlichkeitsberechnungen angestellt.

1.1 Rechenverfahren

Uran und Plutonium besitzen im Bereich niedriger Neutronenenergien ausgeprägte Resonanzen. Geringe Verschiebungen des Neutronenspektrums in diesem Bereich bedingen beträchtliche Änderungen in den neutronenphysikalischen Größen. Daher ist eine feingegliederte Spektralrechnung unerlässlich, die energetische und räumliche Abschirmungseffekte sowie die Rückwirkung von Konzentrationsänderungen der verschiedenen Materialien auf das Spektrum systematisch berücksichtigt. Sie muß den besonderen Verhältnissen eines Kugelhaufenreaktors Rechnung tragen, in dem die Brennelemente kontinuierlich umgeladen und aufbereitet werden.

Eine schematische Darstellung des Rechenzyklus zeigt Abb.11.1. Er ist gegliedert in einen Vorbereitungsteil und den eigentlichen Iterationszyklus. Im Vorbereitungsteil werden die energetischen und räumlichen Abschirmeffekte berechnet und zur Verwendung für die Spektralprogramme bereitgestellt. Die gegenseitige Beschattung der coated particles und der Kugelbrennelemente (Dankoff-Faktor) wird nach dem Verfahren von E. Teuchert²⁾ berechnet. Aufgelöste Resonanzintegrale für U-235, U-238 und die Pu-Isotope ergeben sich aus Berechnungen mit dem Programm ZUT^{3,4)}. Es liegen die Resonanzparameter neuer Literaturangaben^{5,6,7)} zugrunde. Zur Berechnung der unaufgelösten Resonanzintegrale wurde der entsprechende Teil des Rechenprogrammes GAM⁸⁾ erweitert. Aus Resonanzintegralberechnungen werden Wirkungsquerschnittssätze für verschiedene Temperaturen hergestellt. Diese werden über die Temperaturprofile der Kugelbrennelemente und des Kühlgases gemittelt und schließlich für die epithermische Spektralrechnung bereitgestellt. Für umfangreiche Parameterstudien ist die Möglichkeit gegeben, dieses ausführliche Verfahren durch Berechnung von Resonanzselbstabschirmfaktoren zu ersetzen.

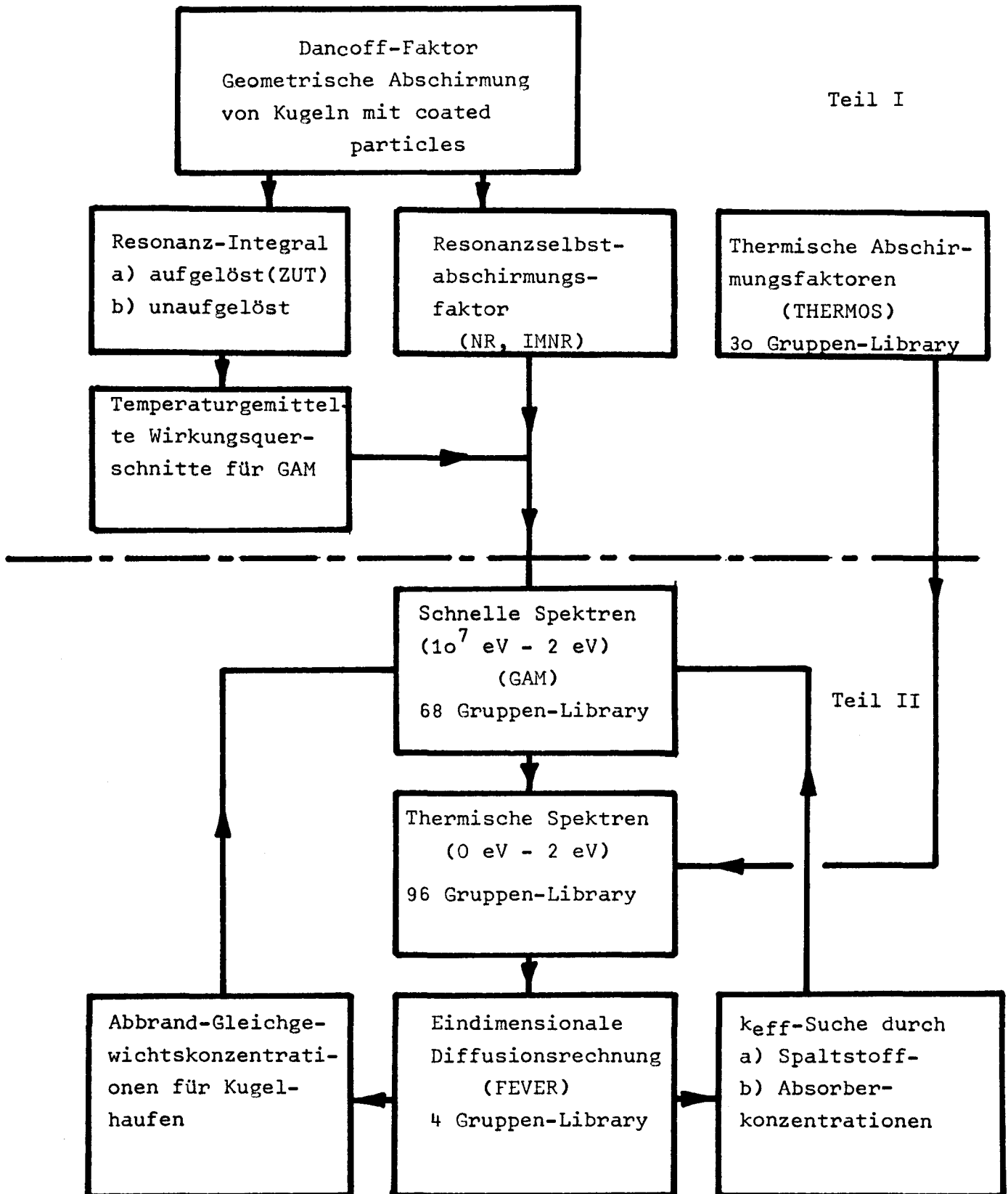


Abb. 11.1

Die Abschirmungsfaktoren im thermischen Bereich werden mit dem Programm THERMOS⁹⁾ ermittelt. Ihm liegt eine 30 Gruppen-Library zugrunde, die aus einer 96 Gruppen-Library kondensiert wird.

Im Iterationszyklus werden zunächst Spektrumsrechnungen für verschiedene Reaktorbereiche ohne gegenseitige Wechselbeziehung durchgeführt. Mit diesen werden spektralgemittelte Wirkungsquerschnitte in groben Gruppen hergestellt. Eine nachfolgende eindimensionale Diffusionsrechnung berechnet den Flußverlauf im gesamten Reaktor und ferner Bucklings, die bei späteren Spektralrechnungen die Wechselbeziehungen der Bereiche charakterisieren. Eine anschließende Abbrandrechnung bestimmt Gleichgewichtskonzentrationen für die einzelnen Isotope. Es folgt eine verbesserte Spektral- und Diffusionsrechnung. Sie dient nunmehr als Grundlage zur Berechnung von Konzentrationsänderungen eines Absorbers oder Spaltstoffes, um die Kritikalitätsbedingung zu erfüllen. Damit ist die erste Iteration des Zyklus beendet. Nach maximal fünf derartigen Iterationsschritten reproduzieren sich die Konzentrationen aller Isotope. Sie stellen den Isotopenvektor des kritischen Reaktors im Gleichgewichtszustand dar.

Das schnelle Spektrum wird mit dem Programm GAM in 68 Energiegruppen berechnet.

Das thermische Spektrum ergibt sich aus einer 96-Gruppen-Rechnung mit THERMALIZATION, welches durch die Vorgabe von Selbstabschirmfaktoren aus einer THERMOS-Rechnung zum Rang eines eindimensionalen Transportprogrammes aufgewertet wird. In den Bereichen von 0,3 eV und 1,0 eV, in denen die Pu- und U-Resonanzen vorhanden sind, ist die Gruppenbreite sehr klein gewählt, damit der Resonanzverlauf durch möglichst viele Gruppenquerschnitte erfaßt werden kann. Resonanzintegralberechnungen lassen sich nach den üblichen Verfahren nicht durchführen, da im

thermischen Energiebereich die Aufwärtsstreuungen berücksichtigt werden müssen. Die Temperaturabhängigkeit dieser Resonanzen spielt keine wesentliche Rolle, da bei ihnen die Dopplerbreite beträchtlich kleiner als die totale Resonanzbreite ist.

Die Streueigenschaften des Kohlenstoffes sind im Temperaturbereich von 900°K wesentlich durch die Kristallstruktur bestimmt. Die Debye-Temperatur liegt bei 1000°K . Rechnungen nach dem Freigasmodell liefern ein zu weiches Spektrum und verfälschen das Kritikalitätsverhalten wesentlich. Es werden daher für Graphit Streuwahrscheinlichkeiten nach dem Modell von Parks zugrunde gelegt. Für die schweren Isotope kann das Freigasmodell benutzt werden.

Die energieabhängige Flußverteilung, die sich in 164 Gruppen aus den Spektralrechnungen ergibt, wird zur Mittelung der Wirkungsquerschnitte verwendet. Es wird ein Satz in 4 Gruppen mit den Grenzen $0, 1.87, 6, 167, 10^7$ eV hergestellt. Dieser bildet eine Library für die anschließende eindimensionale Diffusionsrechnung mit dem Rechenprogram FEVER¹⁰⁾.

Die Lösung der Gleichgewichtsgleichungen für das kontinuierlich beschickte Reaktorsystem basiert auf einem 1-Gruppen-Datensatz, der im Anschluß an die FEVER-Rechnung gebildet wird.

Bei diesen Rechnungen werden die Spaltprodukte Rhodium-103, Xenon-131, Neodymium-143, Promethium-147, Samarium-151, Europium-153 wegen ihrer sehr großen Absorptionsquerschnitte einzeln erfaßt. Alle anderen Spaltprodukte werden in einem Spaltproduktaggregat zusammengefaßt. Für Xe-135 und Sm-149 wird der Gleichgewichtszustand vorausgesetzt.

2.1 Gleichgewichtskonzentrationen im Kugelhaufenreaktor

In einem Kugelhaufenreaktor werden Kugelbrennelemente kontinuierlich abgezogen und von oben wieder eingefüllt. Durch das stetige Umwälzen wird ein gleichmäßiger Abbrand in allen Brennelementen gewährleistet. Elemente, die einen bestimmten Abbrand erreicht haben, werden dabei dem Kreislauf entzogen und durch neue Kugeln mit einer wiederaufbereiteten Füllung ersetzt. Dieses Beladungsverfahren wird als "kontinuierliche Beschickung" bezeichnet. Bei diesem Betrieb sind im Reaktor stets Elemente aller Abbrandzustände gleichmäßig vermischt.

Bei der Wiederaufbereitung der abgezogenen Brennelemente werden die Spaltprodukte entfernt und die Schwermetalle nach Elementen getrennt (U, Pu, Th). Diese Schwermetalle werden ganz oder teilweise zur Herstellung neuer Brennelemente verwendet und nach den Erfordernissen des Reaktorbetriebes ergänzt.

Der kontinuierliche Beschickungsbetrieb gewährleistet, daß das Neutronenspektrum im Reaktor zeitlich unverändert bleibt. Daher ist keine anfängliche Überschußreaktivität erforderlich. Da die Brennelemente mit verschiedenen Abbränden homogen vermischt sind, kann die Konzentration eines Isotopes j , die sich innerhalb einer Kugel im Laufe des Abbrandes zeitlich ändert, durch eine mittlere Konzentration \bar{N}_j ersetzt werden.

$$\bar{N}_j = \frac{1}{T} \int_0^T N_j(t) dt \quad (21.1)$$

Diese mittleren Konzentrationen werden im folgenden als "Gleichgewichtskonzentrationen" bezeichnet. Es wird ein Verfahren zu ihrer Berechnung hergeleitet.

2.1.1 Die Abbrandgleichungen

Im allgemeinen Fall wird die zeitliche Änderung eines Isotopes j in einer Brennelementkugel dargestellt durch

$$\frac{dN_j(t)}{dt} = Q_{sp,j} + \sum_i^{j-1} \gamma_{i,j} \cdot N_i(t) - X_j \cdot N_j(t) \quad (211.1)$$

Es bedeuten:

$Q_{sp,j}$ Anzahl der Atome des Isotopes j , die aus Spaltungen pro Zeiteinheit entstehen. Für Spaltprodukte ist

... $Q_{sp,j} = (\text{kumulative Ausbeute})_j \cdot \text{Spaltungen}$.
Für die Schwermetalle ist es gleich Null.

$\gamma_{i,j}$ Umwandlungsrate des Isotopes i in das Isotop j

$$\gamma_{i,j} = \sigma_{c,i} \cdot \phi \quad \text{oder} \quad \gamma_{i,j} = \lambda_i$$

X_j Abbaurrate des Isotopes j

$$X_j = \sigma_{a,j} \cdot \phi + \lambda_j$$

Wenn der Fluß zeitlich konstant ist, hat die Differentialgleichung die Lösung

$$N_j(t) = e^{-X_j \cdot t} \cdot \left[N_j(t=0) + Q_{sp,j} \frac{e^{X_j \cdot t} - 1}{X_j} + \sum_i^{j-1} \gamma_{i,j} \int_0^t N_i(t') e^{X_j \cdot t'} dt' \right] \quad (211.2)$$

Dabei ist $N_j(t=0)$ die Anfangskonzentration des betreffenden Isotopes im frisch aufbereiteten Brennelement.

Bei der Berechnung des Anfahrvorganges ist der Fluß zeitabhängig. Dies erfordert eine numerische Lösung der Gleichung 211.1. Sie läßt sich nach dem Differenzenverfahren gewinnen. Man setzt

$$\frac{dN_j(t)}{dt} = \frac{N_j(t_{l+1}) - N_j(t_l)}{\Delta t} \quad (211.3)$$

$$N_j(t) = \frac{N_j(t_{l+1}) + N_j(t_l)}{2} \quad .$$

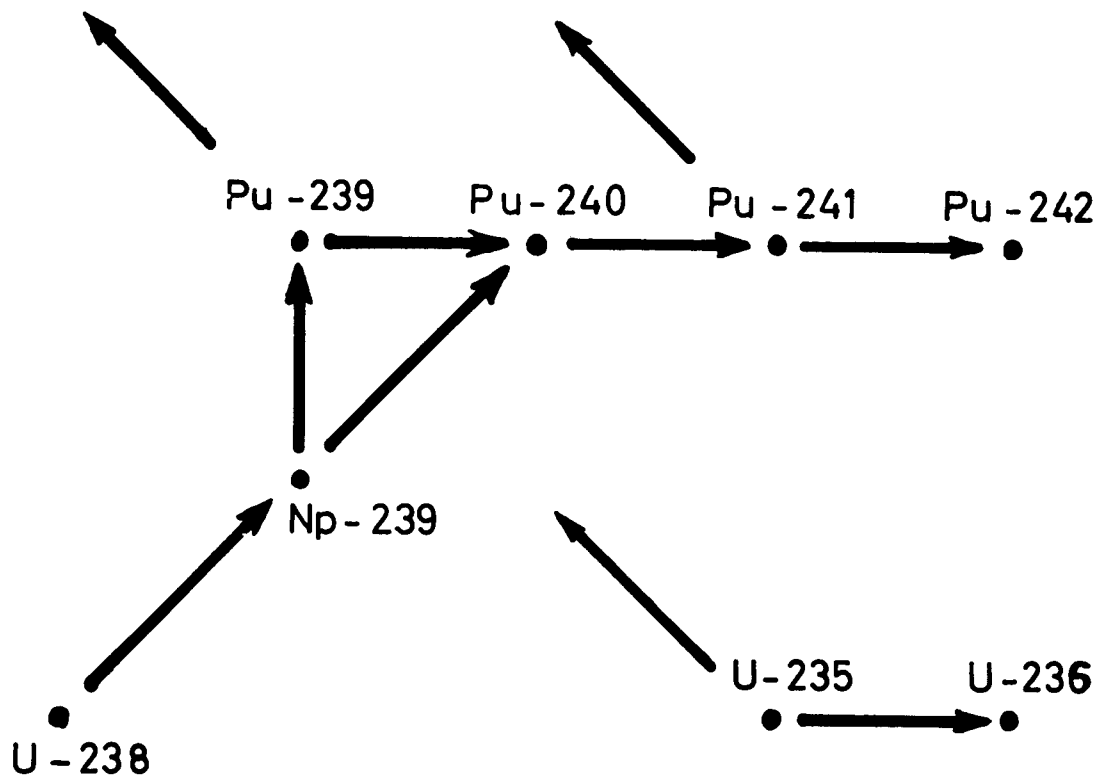
Damit ergibt sich aus Gl. 211.1

$$N_j(t_{l+1}) = \frac{Q_{sp,j} \cdot \Delta t + \sum_{i=1}^{j-1} \gamma_{i,j} \cdot 0,5 [N_i(t_{l+1}) + N_i(t_l)] + N_j(t_l) \cdot \left[1 - \frac{X_j \cdot \Delta t}{2}\right]}{1 + 0,5 \cdot X_j \cdot \Delta t}$$

Der Index 1 bezeichnet die diskreten Zeitschritte, und der Anfangswert ist $N_j(t_0)$.

2.1.2 Gleichgewichtskonzentrationen der Schwermetallisotope

Bei dem U-Pu-Zyklus liegt das folgende Generationenschema zugrunde.



Die Pfeile haben folgende Bedeutung:

- Umwandlung durch Neutroneneinfang
- ↑ Umwandlung durch β -Zerfall
- ↗ Umwandlung durch Neutroneneinfang und β -Zerfall
- ↖ Spaltung

Bei einem zeitlich konstanten Fluß ergibt sich das Zeitverhalten der einzelnen Isotopdichten dieser Generationsfolge successive aus den Gln. 211.2

$$N_j(t) = \sum_{n=1}^j A(j, n) \cdot e^{-X_n \cdot t} \quad (212.1)$$

Die Koeffizienten $A(j, n)$ werden rekursiv ermittelt aus den Beziehungen

$$A(j, n) = \sum_{m=i}^{j-1} A(m, n) \cdot \gamma_{m,j} / (X_j - X_n) \quad , \quad (212.2)$$

$$A(j, j) = N_j(t=0) - \sum_{n=1}^{j-1} A(j, n)$$

mit $1 \leq i \leq j-1$ und $n \leq m \leq j-1$;

für $n > m$ ist $A(m, n) = 0$.

Beim Differenzenverfahren ergibt sich aus Gl. 212.1

$$N_j(t_{l+1}) = \frac{\Delta t \cdot \sum_i^{j-1} \gamma_{i,j} \frac{N_i(t_{l+1}) + N_i(t_l)}{2} + N_j(t_l) \cdot \left[1 - \frac{X_j \cdot \Delta t}{2} \right]}{1 + 0.5 \cdot X_j \cdot \Delta t} \quad (212.3)$$

Die Gleichgewichtskonzentrationen der Isotope j ergeben sich durch Einsetzen von 212.1 in 21.2 zu

$$\tilde{N}_j = \sum_{n=1}^j A(j, n) \frac{1 - e^{-X_n \cdot T}}{X_n \cdot T} \quad (212.4)$$

Beim Differenzenverfahren ergibt sich analog

$$\tilde{N}_j = \frac{1}{T} \sum_l N_j(t_l) \cdot \Delta t \quad . \quad (212.5)$$

Die $A(j,n)$ und entsprechend die $N_j(t_l)$ enthalten die Anfangskonzentrationen $N_j(t=0)$ der betreffenden Isotope. Diese hängen vom Spektrum und von dem speziell angewendeten Beladungszyklus ab. Die Bedingungen, die $N_j(t=0)$ festlegen, werden nunmehr untersucht.

Beim "Plutoniumspeicherprinzip" wird das im Reaktor während der Bestrahlungszeit T erbrütete Plutonium wieder in die neuen Brennelemente eingesetzt. Aufgrund dessen ist die erforderliche Anfangsanreicherung an U-235 gering. Wird alles erbrütete Plutonium wieder eingesetzt, so ergibt sich für Pu eine Gleichgewichtskonzentration, die einen sehr hohen Prozentsatz des Pu-242-Isotopes enthält. Dieses führt zu einem relativ kleinen η -Wert.

Wird indessen nur ein Bruchteil R des erbrüteten Pu wieder eingesetzt, so wird der relative Anteil an Pu-242 in der errechneten "Gleichgewichtskonzentration" wesentlich geringer. Es ergibt sich ein höherer η -Wert, und dadurch ist eine Verminderung des U-235-Einsatzes ermöglicht. Der Zerfall von Np-239 in Pu-239 während der Wiederaufbereitung begünstigt in weiterer Hinsicht den Spaltstoffhaushalt.

Die Konzentration eines Schwermetalls j , die nach der Wiederaufbereitung einer Kugel wieder zugeführt wird, sei $Q_{a,j}$. R bezeichnet den Wiedereinsatzfaktor des Plutoniums. Es sind

$$Q_{a, Np-239} = 0 \quad ,$$

$$Q_{a, Pu-239} = \left[N_{Pu-239}(t=T) + N_{Np-239}(t=T) \right] \cdot R \quad (212.6)$$

$$Q_{a,j} = N_j(t=T) \cdot R \quad .$$

Bei einem Mehrzonencore wird eine Teilmenge $Q_{u,j}$ des Pu aus einer Brüterzone den Kugeln der Treiberzone zugeführt. Die Anfangskonzentration in den Brennelementen wird damit

$$N_j(t=0) = Q_{a,j} + Q_{u,j} \quad . \quad (212.7)$$

Aus den Gleichungen 212.6, 212.7, 212.1 ergibt sich für $Q_{a,j}$ die Beziehung

$$Q_{a,j} = \frac{\sum_{n=1}^{j-1} A(j,n) \cdot \left[e^{-x_n \cdot T} - e^{-x_j \cdot T} \right] + Q_{u,j} e^{-x_j \cdot T}}{\frac{1}{R} - e^{-x_j \cdot T}} \quad (212.8)$$

Mit diesen Anfangskonzentrationen ergibt sich für die Brennelementkugeln ein periodisches Abbrandverhalten, das in Abb. 212.1 schematisch dargestellt ist.

Beim Differenzenverfahren geschieht die Berechnung der Anfangskonzentrationen, die die genannten Bedingungen erfüllen, iterativ. Es werden zunächst Anfangskonzentrationen $N_j(t=0)=0$ vorgegeben und nach Gl. 212.3 $N_j(T)$ ermittelt. Aus diesen werden die Wiedereinsatzmengen $Q_{a,j}$ (vgl. 212.6) bestimmt, und nach 212.7 ergeben sich daraus die Anfangskonzentrationen $N_j(t=0)$ für einen folgenden Iterationsschritt. Nach etwa 10-50

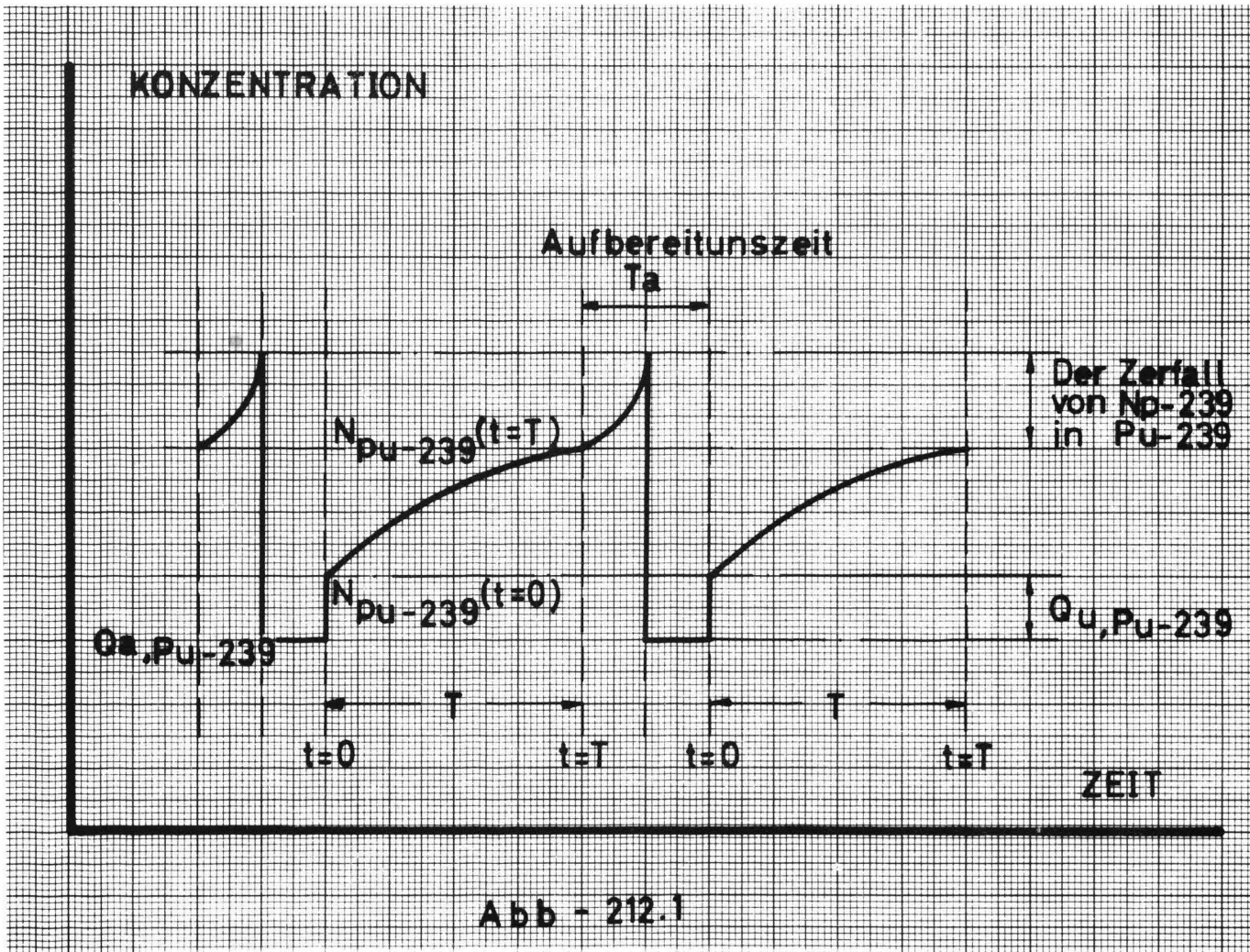


Abb - 212.1

Abbrandverhalten des Pu-239 in einem Treiberzonen-Kugelbrennelement.

Iterationsschritten konvergiert dieses Verfahren und liefert die gewünschten Anfangskonzentrationen $N_j(t=0)$.

Im Hinblick auf die Parameterstudie werden die Konzentrationen von U-235 und U-238 speziellen Bedingungen unterworfen. Das Neutronenspektrum ist abhängig von dem Moderationsverhältnis, Dies ist das Verhältnis von Moderator- zu Schwermetallkernen. Es soll beim Studium spektraler Effekte konstant gehalten wer-

den, und daher muß für U-238 eine konstante Gleichgewichtskonzentration $N_{\text{U-238}}$ zugrunde gelegt werden. Die Anfangskonzentration ergibt sich aus dieser nach 212.4 zu

$$N_i(t=0) = \tilde{N}_i \cdot T \cdot X_i / (1 - e^{-X_i \cdot T}) \quad (212.9)$$

Ihre Kenntnis ist zur Berechnung des Plutoniumaufbaues notwendig. In gleicher Weise wird bei U-235 vorgegangen. Die Kritikalitätsbedingung ($k_{\text{eff}} = 1$) erfordert eine bestimmte Gleichgewichtskonzentration $N_{\text{U-235}}$, und die zugehörige Anfangskonzentration ergibt sich gleichfalls nach 212.9.

2.1.3 Gleichgewichtskonzentrationen der Spaltprodukte

Für die Konzentrationen der Spaltprodukte gilt nach Gl.211.2

$$N_j(t) = Q_{sp,j} \cdot \left[\frac{1 - e^{-\lambda_j \cdot t}}{\lambda_j} \right] \quad (213.1)$$

Dabei wird eine vollständige Entfernung der Spaltprodukte bei der Wiederaufbereitung vorausgesetzt.

Es gibt drei Gruppen von Spaltprodukten:

Die schnell in Sättigung gehenden wie Xe-135, Sm-149, die langsam in Sättigung gehenden (Rh-103, Xe-131, Nd-143, Pm-147, Sm-151, Eu-153) und die nicht in Sättigung gehenden. Die Zeit, die zur Erreichung der Sättigung erforderlich ist, ist eine Funktion der Absorptionsrate. Xe-135 und Sm-149 haben sehr große Wirkungsquerschnitte und erreichen ihre Sättigungskonzentration nach sehr kurzer Zeit. Die Gleichgewichtskonzentration wird

$$\tilde{N}_j = N_j(t=\infty) = Q_{sp,j} / \lambda_j \quad (213.2)$$

Für die langsam sättigenden Spaltprodukte ergibt sich \tilde{N}_j aus 213.1 durch zeitliche Mittelung zu

$$\tilde{N}_j = \frac{Q_{sp,j}}{\lambda_j} \left[1 - \frac{1 - e^{-\lambda_j \cdot T}}{\lambda_j \cdot T} \right] \quad (213.3)$$

Für die nicht sättigenden Spaltprodukte wird N_j durch eine Reihenentwicklung aus 213.3 gewonnen

$$\tilde{N}_j = \frac{1}{2} \cdot T \cdot Q_{sp,j} \quad (213.4)$$

2.2 Resonanzintegrale und Resonanzwirkungsquerschnitte

Absorptionsrate im Energiebereich der Resonanzen beträgt bei Konversionsreaktoren mehr als 20 % der Gesamtabsorptionen. Daher werden die kritische Masse und der Konversionsfaktor wesentlich von der Resonanzabsorption in U-238 bzw. Th-232 beeinflusst. Es ist deshalb eine möglichst strenge Berechnung der Resonanzintegrale für eine Studie von Konvertern und Brütern notwendig. Sie ist ferner erforderlich für die Berechnung der prompten Temperaturabhängigkeit des effektiven Multiplikationsfaktors, die auf der Doppler-Verbreiterung der Resonanzen beruht.

Bei der vorliegenden Studie werden die aufgelösten Resonanzintegrale mit dem Rechenprogramm ZUT berechnet. Das Rechenverfahren wird im Abschnitt 2.2.1 erläutert. Für die Berechnung der unaufgelösten Resonanzintegrale wird der entsprechende Teil im Programm GAM erweitert (2.2.2). Bei beiden Resonanzintegralberechnungen werden Dancoff-Faktoren zugrunde gelegt, die nach einer Methode von E. Teuchert für Kugelbrennelemente mit Coated-Particle-Füllung ermittelt werden. Die aus den Resonanzintegralen gewonnenen Resonanzwirkungsquerschnitte werden den Multigruppen-Rechnungen zur Verfügung gestellt.

Das Resonanzintegral RI_i für die Resonanz i wird definiert aus der Absorptionsrate pro Absorberatom (3) im Energiebereich dieser Resonanz.

$$RI_i = \int \sigma_{a_i}(E) \cdot \varphi(E) dE \quad (22.1)$$

Dabei ist $\varphi(E)$ der Neutronenfluß an der Stelle der Absorberkerne, der sich im Rechenprogramm ZUT aus einer Lösung der Boltzmann-Gleichung ergibt. Die Resonanzwirkungsquerschnitte σ_j^{res} für eine Energiegruppe j des Spektralprogramms GAM ergeben sich aus der Forderung, daß die Resonanzabsorptionsrate dieser Gruppe gleich der Summe der einzelnen $(N_{abs} \cdot RI_i)$ sein soll, welche in diese Gruppe fallen. N_{abs} ist dabei die Teilchendichte der Absorberatome.

$$N_{abs} \cdot \sigma_j^{res} \cdot \phi_j \cdot \Delta E = N_{abs} \cdot \sum_{i \text{ in } Grp_j} R I_i \quad (22.2)$$

Der Gruppenfluß ϕ_j bedeutet den Mittelwert über den Fluß $\phi(E)$ in der Gruppe, der seinerseits unbekannt ist. Unter Annahme des Verlaufes $\phi(E) = 1/E$ ist $\phi_j \cdot \Delta E_j$ gleich der Lethargiebreite Δu_j der Gruppe. Damit wird

$$\sigma_j^{res} = \sum_{i \text{ in } j} R I_i / \Delta u_j \quad (22.3)$$

2.2.1 Aufgelöste Resonanzintegrale

Das Resonanzintegral ist gegeben durch Gl. 22.1 zu

$$RI_i = \int \sigma_{a,i}(\epsilon) \cdot \varphi(\epsilon) d\epsilon \quad (221.1)$$

Im Rechenprogramm ZUT wird das Integral numerisch ausgewertet. Zu diesem Ziel ist die Kenntnis des Resonanzflusses $\varphi(\epsilon)$ und des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{a,i}(\epsilon)$ erforderlich.

Der Resonanzfluß wird aus der Stoßgleichung numerisch ermittelt. Sie leitet sich her aus einem System von Gleichungen für heterogene Anordnungen von Absorber- und Moderatorzonen und trägt der heterogenen Struktur Rechnung durch die geometrische Entkommwahrscheinlichkeit P_o^* .

$$\begin{aligned} \sigma_t(\epsilon) \cdot \varphi(\epsilon) = & (1 - P_o^*) \sum_{\substack{i = \text{alle Isotope} \\ \text{im Absorberzone}}} \frac{1}{\alpha_i} \int_E^{\epsilon / (1 - \alpha_i)} \sigma_{s0}^i(\epsilon') \cdot \varphi(\epsilon') d\epsilon' + \\ & + P_o^* \frac{\sigma_{t0}}{\epsilon} \end{aligned} \quad (221.2)$$

Bei der Herleitung dieser Gleichung wird eine konstante Quellverteilung der Neutronen im Absorber und in den Moderatorzonen, die NR-Näherung, vorausgesetzt.

P_o^* ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Neutron, welches in einer Absorberzone auf Resonanzenergie gebremst wurde, die nächste Wechselwirkung in einer Moderatorzone macht. Es setzt sich aus elementaren Teilwahrscheinlichkeiten in folgender Weise zusammen:

$$\begin{aligned} P_o^* = & P_o \cdot (1 - c) \left[1 + c \cdot (1 - \bar{\ell} \Sigma_t P_o) + c^2 \cdot (1 - \bar{\ell} \Sigma_t P_o)^2 + \right. \\ & \left. \dots + c^n (1 - \bar{\ell} \Sigma_t P_o)^n + \dots \right] \end{aligned} \quad (221.3)$$

Darin ist ρ_0 die Wahrscheinlichkeit, mit der ein in der Absorberzone gebremstes Neutron diese Zone ohne Wechselwirkung verläßt. C , der Dancoff-Ginsburg-Faktor, ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron, welches eine Absorberzone verläßt, ohne Wechselwirkung in eine andere Absorberzone wieder eintritt. Es wird für die doppelt heterogene Anordnung von Coated Particles in Kugelbrennelementen numerisch berechnet (2). Ferner ist $1 - \bar{l}\Sigma_t\rho_0$ die Wahrscheinlichkeit, mit der ein solches Neutron eine Absorberzone ohne Wechselwirkung durchquert. ρ_0^* läßt sich umformen in

$$\rho_0^* = \frac{\rho_0 \cdot (1 - C)}{1 - C \cdot (1 - \bar{l}\Sigma_t \cdot \rho_0)} \quad . \quad (221.4)$$

Die Resonanzwirkungsquerschnitte in Gl. 221, 1-2 $\sigma_{0,i}(\epsilon)$ und $\sigma_{s,i}(\epsilon)$ werden aus der Breit-Wigner-Formel unter Berücksichtigung der Temperaturbewegungen der Absorber-Atome berechnet. Es wird die Interferenzstreuung berücksichtigt.

2.2.2 Unaufgelöste Resonanzintegrale

Durch die Begrenzung des Auflösungsvermögens der Meßapparatur ist die Bestimmung der Resonanzparameter oberhalb bestimmter Energien (3000 + 4000 eV) nicht möglich. Diese Resonanzen, deren Parameter unbekannt sind, werden als unaufgelöst bezeichnet. Um ein Resonanzintegral für diese Resonanzen berechnen zu können, werden aus den bekannten Resonanzparametern Mittelwerte gebildet.

Da die Strahlungseinfangbreite $\Gamma_{\gamma,i}$ und der Abstand der Resonanzmaxima D_i von der Energie unabhängig sind, gelten:

$$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Gamma_{\gamma,i}$$

$$\langle D_i \rangle = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m D_i$$

Neutronenstreuungsbreite Γ_n ist proportional zu \sqrt{E} .
Die reduzierte Streuungsbreite, welche durch

$$\Gamma_n^0 = \Gamma_n / \sqrt{E}$$

definiert, ist energieunabhängig. Jedoch zeigt sie eine Verteilung in folgender Art:

$$p(y) dy = \frac{e^{-y/2}}{\sqrt{2\pi y}} dy$$

Es bedeutet

$$y = \frac{\Gamma_n^0}{\langle \Gamma_n^0 \rangle}, \quad \text{mit} \quad \langle \Gamma_n^0 \rangle = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Gamma_{n,i}^0$$

Da \tilde{G}_0 zur Energie umgekehrt proportional ist, kann die NR-Näherung (31) für höhere Energien in folgender Form verwendet werden:

$$RI_i(NR) = \frac{\tilde{G}_{P_0} \cdot \Gamma_\gamma}{E_0} \quad \mathfrak{f}(\theta, \beta) \quad .$$

Analog zu dieser Beziehung gilt für unaufgelöste Resonanzen:

$$I' = \tilde{G}_{P_0} \langle \Gamma_\gamma \rangle \cdot \langle \mathfrak{f}(\theta, \beta) \rangle \cdot \frac{1}{E_0} \quad .$$

In dieser Gleichung wird $\langle \mathfrak{f} \rangle$ definiert durch:

$$\langle \mathfrak{f} \rangle = \int_0^\infty \mathfrak{f} \cdot p(y) dy \quad (222.1)$$

Der Beitrag aller Resonanzen mit gleichem Spin und gleicher Parität im Energieintervall dE_0 um E_0 ist:

$$I' dE_0 = \tilde{G}_{P_0} \cdot \langle \Gamma_\gamma \rangle \cdot \langle \mathfrak{f} \rangle \quad \frac{dE_0}{E_0}$$

Mit der Annahme, daß die Resonanzen voneinander gleichen Abstand $\langle D \rangle$ haben, beträgt das gesamte unaufgelöste Resonanzintegral:

$$\int_{E_c}^{E_c + N \cdot \langle D \rangle} I' dE = \tilde{G}_P \cdot \langle \Gamma_\gamma \rangle \cdot \int_{E_c}^{E_c + N \cdot \langle D \rangle} \langle \mathfrak{f} \rangle \quad \frac{dE_0}{E_0}$$

E_c bedeutet die Grenzenergie, bei der die unaufgelösten Resonanzen anfangen. Im Grenzfall $N \rightarrow \infty$ folgt:

$$I(E_c) = \frac{\tilde{G}_P \cdot \langle \Gamma_\gamma \rangle}{\langle D \rangle} \int_{E_c}^{\infty} \langle \mathfrak{f} \rangle \quad \frac{dE_0}{E_0}$$

Mit Einführung neuer Variablen:

$$G = \langle \Gamma_n^0 \rangle \sqrt{\frac{A}{4kT^*}},$$

$$B = \Gamma_y \sqrt{\frac{A}{4E_0 k T^*}}$$

gilt

$$\theta = G \cdot y + B.$$

Damit formt sich Gl. 222.1 um in:

$$\langle f \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi G}} \int_B^\infty \frac{d\theta}{\sqrt{\theta - B}} \cdot f(\theta, \beta) \cdot e^{\frac{\theta - B}{2G}}$$

wobei β mit Hilfe einer neuen Variablen

$$H = \frac{G\rho_0 \cdot E^2}{4\pi \chi^2 G}$$

durch

$$\beta = \frac{H \cdot \theta}{\theta - B}$$

gegeben werden kann. Die Berechnungen von $\langle f \rangle$ und $I(E_c)$ werden numerisch durchgeführt.

Die Resonanzwirkungsquerschnitte werden in folgender Weise definiert:

$$\frac{E_{ci}}{G} \frac{E_{ci+1}}{G} = \frac{I(E_{ci}) - I(E_{ci+1})}{\ln(E_{ci+1}/E_{ci})}.$$

2.2.3 Der Korrekturfaktor für das unendlich verdünnte Resonanzintegral

Die Berechnung des Resonanzintegrals mit dem Programm ZUT erfordert einige Rechenzeit. Für umfangreiche Parameterstudien werden diese ausführlichen Rechnungen durch Einführung von Resonanzabschirmfaktoren ersetzt. Diese Korrekturfaktoren werden im folgenden erläutert:

Unter vereinfachenden Annahmen läßt sich eine Beziehung zwischen RI_i und $RI_{i,\infty}$ herleiten.

$$RI_i = RI_{i,\infty} \cdot S_i \quad (223.1)$$

Dabei wird die Heterogenität mit Hilfe der Wigner'schen Näherung für die Entkommwahrscheinlichkeit $P_0(E)$ berücksichtigt und von der Temperaturabhängigkeit der Resonanzen abgesehen.

S_i ist ein Korrekturfaktor für die Resonanz i . Es ist definiert durch

$$S_i = \left[1 + \frac{RI_{i,\infty} \cdot \gamma_i}{\sigma_{p_0} + \frac{1-c}{N_{obs} \cdot \bar{e}}} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (223.2)$$

In dieser Gleichung bedeuten:

$$RI_{i,\infty} = \frac{\pi}{2} \cdot \sigma_{0,i} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma,i}}{E_{0,i}}$$

unendlich verdünntes Resonanzintegral der Resonanz i ,

$$\gamma_i = \frac{2 E_{0,i}}{\pi \Gamma_{\gamma,i}}$$

Für NR-Näherung

$$\delta_i = \frac{2 E_{0,i}}{\pi \Gamma_i}$$

Für IMNR-Näherung ,

$$\bar{\sigma}_{p_0} = \frac{1}{N_{abs}} \sum_{j = \text{alle Isotope im Absorbermedium}} N_j \cdot \bar{\sigma}_{p_0}^j$$

Potential - Streuquerschnitt pro Absorberatom für NR-Näherung ,

$$\bar{\sigma}_{p_0} = \frac{1}{N_{abs}} \sum_{j = \text{alle Moderator-Isotope im Absorbermedium}} N_j \cdot \bar{\sigma}_{p_0}^j$$

Potential - Streuquerschnitt pro Absorberatom für IMNR-Näherung ,

C

Dancoff-Faktor ,

$$\bar{l} = 4V / S$$

mittlere Sehnenlänge der Absorberzone .

In Gl. 223.2 beziehen sich RI_i , RI_i , ∞ , RI_i und δ_i jeweils auf eine Resonanz i. Der Korrekturfaktor, der für alle in einem Energiebereich vorhandenen Resonanzen gilt, wird nach Gl. 224.1 ermittelt.

$$\sum_{i=N}^M RI_i = \sum_{i=N}^M RI_i \infty \cdot \tilde{S} \quad (223.3)$$

Dabei ist

$$\tilde{S} = \left[1 + \frac{R I_{\infty} \cdot \tilde{\gamma}}{\tilde{G}_{p_0} + \frac{1-c}{N_{abs} \cdot \tilde{L}}} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

und

$$\tilde{\gamma} = \left[\frac{I_{\infty}^2}{\sum_{i=N}^M \left(I_{\infty}^2 / \left(1 + \frac{I_{i\infty} \cdot \gamma_i}{\tilde{G}_{p_0} + \frac{1-c}{N_{abs} \cdot \tilde{L}}} \right) \right)} - 1 \right] \cdot \frac{\tilde{G}_{p_0} + \frac{1-c}{N_{abs} \cdot \tilde{L}}}{I_{\infty}} \quad (223.4)$$

Es kann gezeigt werden (32), daß in Energiegruppen mit den Grenzen 5500, 167, 6, 1.87 eV die mittleren $\tilde{\gamma}$ von den Moderationsverhältnissen und von dem Abbrand annähernd unabhängig sind.

Die benutzten $\tilde{\gamma}$ -Werte sind in der Tabelle 223.1 angeführt.

	5500 bis 167 eV		167 bis 6,0 eV		6,0 bis 1,86 eV	
	I_{∞}	$\tilde{\gamma}$	I_{∞}	$\tilde{\gamma}$	I_{∞}	$\tilde{\gamma}$
U-233	6.1435	1195.6	179.11	1.9360	466.66	0.9296
U-235			156.3	5.4528	65.43	3.8780
Pu-239			230.36	9.4556		
Pu-241			130.255	17.2150	254.20	13.006
U-234			52.442	148.08	569.26	108.88
U-236			65.048	142.81	230.0	113.45
Pu-240			112.90	105.70	8125.4	18.454
Pu-242			24.025	467.36	982.91	58.515
Np-237			18.701	58.349	243.62	17.105

Tabelle 223.1

2.3 Die temperaturgemittelten Resonanzwirkungsquerschnitte

Aufgrund der Dopplerverbreiterung hängen die Resonanzwirkungsquerschnitte von der Temperatur des Absorbers ab. Zwar ist bei gut moderierten Reaktoren der Temperatureffekt des Resonanzintegrals unwesentlich, da die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit sehr groß ist. Jedoch bei Brut- oder Konverter-Reaktoren, die eine große Menge an Schwermetall (Th-232, U-238) enthalten, ist der Beitrag der Absorptionen im Resonanzbereich zur Kritikalität des Systems groß. Daher muß die Temperaturabhängigkeit des Resonanzintegrals systematisch berücksichtigt werden.

Ein Temperaturgefälle besteht im Reaktor längs des Kühlgasstromes und ferner innerhalb der Brennelementkugeln. Für drei achsiale Reaktorzonen werden die Kühlgastemperaturen und die Kugelleistungen ermittelt. Daraus ergibt sich der Temperaturverlauf in den Kugeln. Dieser wird zur Berechnung von temperaturgemittelten Resonanzintegralen für die Kugeln der einzelnen Zonen zugrunde gelegt. Die entsprechenden Resonanzwirkungsquerschnitte werden anschließend mit der achsialen Flußverteilung gemittelt.

Zuerst soll die allgemeine Wärmeübertragungsgleichung abgeleitet werden (16).

Wenn die in einem Volumenelement $d\vec{r}$ erzeugte Wärme mit Q_e , die verbleibende Wärme mit Q_v und die austretende Wärme mit Q_a bezeichnet wird, gilt für die Wärmebilanz folgende Grundgleichung:

$$Q_e = Q_v + Q_a \quad (23.1)$$

$q(r,t)$ sei die pro Volumen- und Zeiteinheit erzeugte Wärme-

menge. Die im Volumenelement $d\vec{r}$ in dem Zeitintervall dt erzeugte Wärmemenge ist damit

$$Q_e = q(r, t) d\vec{r} \cdot dt \quad . \quad (23.2)$$

In dem Volumenelement $d\vec{r}$ sei ein Körper mit der Dichte ρ und der spezifischen Wärme c enthalten. Die für die Aufwärmung dieses Körpers verbrauchte Wärmemenge ist:

$$Q_v = \rho \cdot c \frac{d\vartheta}{dt} d\vec{r} dt \quad (23.3)$$

wobei ϑ die Temperatur des Körpers im $d\vec{r}$ ist.

Wenn der Körper sich mit einer Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, gilt:

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\text{grad}} \vartheta \quad (23.4)$$

Der Wärmestrom, der das Volumenelement $d\vec{r}$ in dem Zeitintervall dt verlässt, kann durch den Fourierschen Ansatz gegeben werden:

$$\vec{J}(r, t) dt = - \lambda(r) \cdot \vec{\text{grad}} \vartheta dt \quad (23.5)$$

Die gesamte Wärmemenge, die in der Zeit dt aus der Oberfläche des Volumenelementes $d\vec{r}$ ausströmt, ist gegeben durch

$$Q_a = - dt \int \vec{J}(r, t) d\vec{r} \quad . \quad (23.6)$$

Mit Anwendung des Gauß'schen Satzes ergibt sich:

$$Q_a = - \operatorname{div} \cdot \left(\lambda(r) \cdot \vec{q} \vec{r} d\vec{r} \right) d\vec{r} dt \quad (23.7)$$

Beim Einsetzen der Gleichungen 23.2, 23.3, 23.4, 23.7 in Gl. 23.1 und mit einigen Umformungen ergibt sich die Wärmeübertragungsgleichung in der allgemeinen Form

$$\frac{q(r,t)}{\rho \cdot c} = \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{q} \vec{r} d\vec{r} - \frac{1}{\rho \cdot c} \operatorname{div} \left(\lambda(r) \cdot \vec{q} \vec{r} d\vec{r} \right) \quad (23.8)$$

Bei der Anwendung dieser Gleichung auf Kühlgas und Brennelemente werden die Leitfähigkeit λ und die Wärmequelle q räumlich konstant angenommen. Außerdem wird der stationäre Zustand $(\partial \vartheta / \partial t) = 0$ vorausgesetzt. Unter diesen Annahmen lautet die eindimensionale Form der Gl. 23.8:

$$\frac{q}{\rho \cdot c} = v_r \cdot \frac{d\vartheta}{dr} - \frac{\lambda}{\rho \cdot c} \cdot \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} \quad (23.9)$$

2.3.1 Temperaturverlauf des Kühlgases

Bei Kugelhaufenreaktoren wird die Wärme, die im Kugelbrennelement erzeugt wird, durch das Kühlgas abgeführt. Infolgedessen hängt der Temperaturverlauf im Kugelbrennelement von der Temperatur des Kühlgases ab. Um dem Temperatureffekt des Kühlgases mit einer zuverlässigen Genauigkeit Rechnung zu tragen, wird im folgenden der Verlauf der Kühlgastemperatur eingehend untersucht.

Bei Kugelhaufenreaktoren beträgt die Kühlgasgeschwindigkeit ca. 20 m/sec. Bei dieser Geschwindigkeit kann in Gl. 23.9 das zweite Glied der rechten Seite gegenüber dem ersten vernachlässigt werden. Mit dieser Vereinfachung lässt sich Gl. 23.9 für Plattengeometrie ausintegrieren. Nach einiger Umformung ergibt sich für die Kühlgastemperatur folgende Gleichung:

$$\vartheta(z) = \vartheta(z=0) + \left[\vartheta(z=H) - \vartheta(z=0) \right] \frac{z}{H} \quad (231.1)$$

Es bedeuten

$\vartheta(z=0)$ die Eintrittstemperatur ,

$\vartheta(z=H)$ die Austrittstemperatur ,

H die Reaktorhöhe.

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, daß das Kühlgas in axialer Richtung ein Temperaturgefälle besitzt. Um den Einfluß dieses Temperaturgefälles auf das Temperaturprofil der Kugeln zu berücksichtigen, wird der Reaktor in drei axiale Zonen mit der Grenze $z_i = 0, \frac{1}{3} H, \frac{2}{3} H, H$ unterteilt. Mittlere Temperaturen dieser Zonen ergeben sich aus Gl. 231.1 zu

$$\frac{z_i - z_{i+1}}{f} = \vartheta(z=0) \left[\vartheta(z=H) - \vartheta(z=0) \right] \frac{z_{i+1} + z_i}{2 \cdot H} \quad . \quad (231.2)$$

Sie werden bei der Berechnung des Temperaturverlaufs im Kugelbrennelement zugrunde gelegt.

2.3.2 Leistung der Kugelbrennelemente

Das Temperaturprofil in einem Brennelement hängt von der Leistung der Kugel ab. Es wird im folgenden eine Gleichung zur Berechnung dieser Leistung hergeleitet.

Die temperaturbedingte Leistungsverteilung wird nur in achsialer Richtung berücksichtigt, da die Kühlgastemperatur in radialer Richtung nahezu konstant ist. Für die radiale Leistungsverteilung aufgrund des Flußprofils wird eine mittlere Leistung (\tilde{L}_K) verwendet, die sich aus einer eindimensionalen Lösung der Diffusionsgleichung herleitet.

$$\tilde{L}_K = \frac{V_K}{V_R} \cdot E_S \sum_{\substack{\bar{i} = \text{alle} \\ \text{Schwermetall-isotope}}} d\vec{r} \int_0^{\infty} \sum_{f,i}(\epsilon, r) \cdot \phi(\epsilon, r) d\epsilon \quad (232.1)$$

Dabei ist

$$\begin{aligned} V_K & \text{ Volumen der Kugelbrennelemente} \\ V_R & \text{ Volumen des Reaktors} \\ E_S & \text{ Spaltenergie } (=3.2 \cdot 10^{-11} \text{ w/spaltung}) \end{aligned}$$

Bei dieser mittleren Leistung liegt ein mittlerer Fluß in achsialer Richtung zugrunde. Die mittleren Kugelleistungen ($\tilde{L}_{K,1}$) für die drei achsialen Reaktorzonen 1, werden nach der Beziehung

$$\tilde{L}_{K,1} = \tilde{L}_K \cdot \tilde{\varphi}_1 / \tilde{\varphi} \quad (232.2)$$

berechnet. Hier bedeuten:

$\tilde{\Phi}_l$ mittlerer Neutronenfluß in der achsialen Zone l ,
 $\tilde{\Phi}$ mittlerer achsialer Fluß über den gesamten Reaktor.

Um die mittleren Flüsse in den achsialen Zonen zu berechnen, wird ein Cosinus-Verlauf des Flusses zugrunde gelegt.

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= A \cdot \cos \left(\frac{\pi}{H+2\delta} \cdot z \right) , \\ -\frac{H}{2} &\leq z \leq \frac{H}{2} \end{aligned} \quad (232.3)$$

Dabei ist δ der Reflektorgewinn und für große Reaktoren in guter Näherung

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{D_i}{D_j \cdot \kappa_j} \operatorname{Th}(\kappa_j \cdot d) \quad (232.4)$$

mit

$$\kappa_j^2 = \Sigma_{0j} / D_j .$$

Hier bedeuten:

d Reflektordicke + extrapolierte Länge ,
 D Diffusionskonstante ,
 i, j Indizes für Reaktorkern und Reflektor.

Mit der Abkürzung

$$X = \frac{\pi}{6} \cdot \frac{H}{H+2\delta}$$

ergeben sich aus Gl. 232.3 für die mittleren Flüsse der Zonen die Beziehungen

$$\begin{aligned}\tilde{\varphi}_1 = \tilde{\varphi}_3 &= A \cdot \left[\sin 3x - \sin x \right] / 2x , \\ \tilde{\varphi}_2 &= A \cdot \sin x / x\end{aligned}\tag{232.5}$$

und der mittlere axiale Fluß

$$\tilde{\varphi} = A \cdot \sin 3x / 3x \quad .\tag{232.6}$$

Der Proportionalitätsfaktor A fällt bei der Quotientenbildung in 232.2 heraus.

2.3.3 Temperaturprofil des Kugelbrennelementes

Für die Kugelbrennelemente ist $v_r = 0$. Unter der Voraussetzung von Kugelgeometrie kann aus Gl. 23.9 für die Brennelemente folgende Wärmeleitungsbeziehung abgeleitet werden.

$$q = - \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \cdot \lambda \cdot \frac{dT}{dr} \right] \quad (233.1)$$

Die Spaltstoffzone eines Kugelbrennelementes habe einen Radius R_a , und ihre Leitfähigkeit sei λ_a . Sie ist von einem Moderatormedium mit dem Radius R_b und mit der Leitfähigkeit λ_b umgeben. An der Spaltstoffmoderatorgrenze soll ein Temperatursprung der Höhe ΔT_a (exp.W.) herrschen. Außerdem soll die Wärmeabgabe aus der Kugeloberfläche zum Kühlgas mit einer Wärmeübergangszahl α_{bg} (experimentell gemessen) charakterisiert werden. (Abb. 233.1)

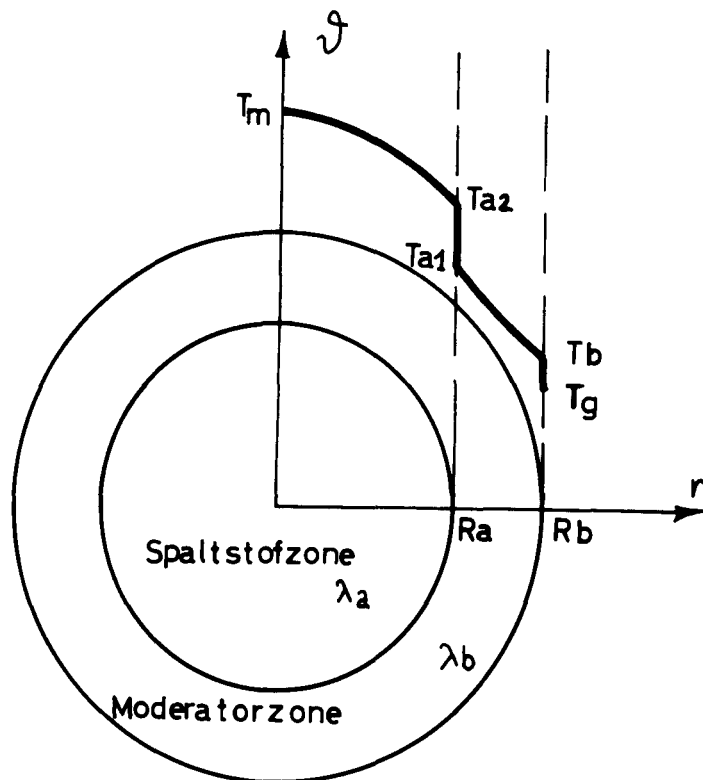


Abb. 233.1
Kugelbrennelement

Die Leistung des Kugelbrennelementes ist gegeben durch:

$$\dot{L}_K = \frac{4\pi}{3} R_a^3 \cdot q$$

Es gelten folgende Randbedingungen:

$$\left(\frac{d\vartheta}{dr} \right)_{r=0} = 0 \quad , \quad (233.2)$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \vartheta(r = R_a - \varepsilon) = T_{a2} \quad , \quad (233.3)$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \vartheta(r = R_a + \varepsilon) = T_{a1} \quad , \quad (233.4)$$

$$T_{a1} - T_{a2} = \Delta T_a \quad , \quad (233.5)$$

$$\vartheta(r = R_b) = T_b \quad , \quad (233.6)$$

$$-\lambda_b \left(\frac{d\vartheta}{dr} \right)_{r=R_b} = \alpha_{bg} \cdot (T_b - T_g) \quad , \quad (233.7)$$

$$\dot{L}_K = 4\pi R_b^2 \cdot \alpha_{bg} \cdot (T_b - T_g) \quad . \quad (233.8)$$

Nach der Integration der Gl. 233.1 und mit den Randbedingungen 233.1, 233.2, 233.3 folgt:

$$\vartheta = T_{a2} + \frac{L_K}{8 \cdot \pi \cdot \lambda_a \cdot R_a^3} \cdot [R_a^2 - r^2] \quad (233.9)$$

$$0 \leq r \leq R_a$$

Die maximale Temperatur T_m der Spaltstoffzone ergibt sich hieraus zu

$$T_m = T_{a2} + \frac{L_K}{8 \cdot \pi \cdot \lambda_a \cdot R_a} \quad (233.10)$$

Da das Moderatormedium quellenfrei ist ($q=0$), geht Gl.233.1 über in

$$\frac{d}{dr} \left[r^2 \cdot \lambda_a \cdot \frac{d\vartheta}{dr} \right] = 0 \quad (233.11)$$

Nach der Integration und mit den Randbedingungen 233.7,6 folgt:

$$\vartheta(r) = T_b + \frac{\alpha_{bg}}{\lambda_b} \cdot (T_b - T_g) \cdot \frac{R_b}{r} (R_b - r) \quad (233.13)$$

$$R_a \leq r \leq R_b$$

Hieraus ergibt sich mit den Bedingungen 233.8 und 233.4

$$T_{a1} = T_g + \frac{L_K}{4 \pi \cdot R_b^2 \cdot \alpha_{bg}} \left[1 + \frac{\alpha_{bg}}{\lambda_b} \cdot \frac{R_b}{R_a} (R_b - R_a) \right] \quad (233.14)$$

Für ein Kugelbrennelement, bei dem R_a , R_b , λ_a , λ_b und α_{bg} bekannt sind, kann nach Angabe der Kühlgastemperatur (T_g) und der Leistung der Kugel (L_K) aus den Gln. 233.14 und 233.5 die Temperatur T_{a2} errechnet werden. Durch Einführung von T_{a2} in Gl.233.9 wird der Temperaturverlauf $\vartheta(r)$ der Spaltzone ermittelt.

Über dieses Temperaturprofil werden die Resonanzwirkungsquerschnitte nach folgender Beziehung gemittelt:

$$\tilde{\sigma}_j \cdot \int_{V_k} \phi(r) d\vec{r} = \int_{V_k} \sigma_j[\vartheta(r)] \cdot \phi(r) d\vec{r} \quad (233.15)$$

Hier bedeuten

V_k Volumen der Kugelbrennelemente ,
 $\tilde{\sigma}_j$ über die Temperatur gemittelter Resonanzwirkungs-
 querschnitt der Energiegruppe j .

Diese Beziehung basiert auf der Erhaltung der Reaktionsraten in jeder Energiegruppe.

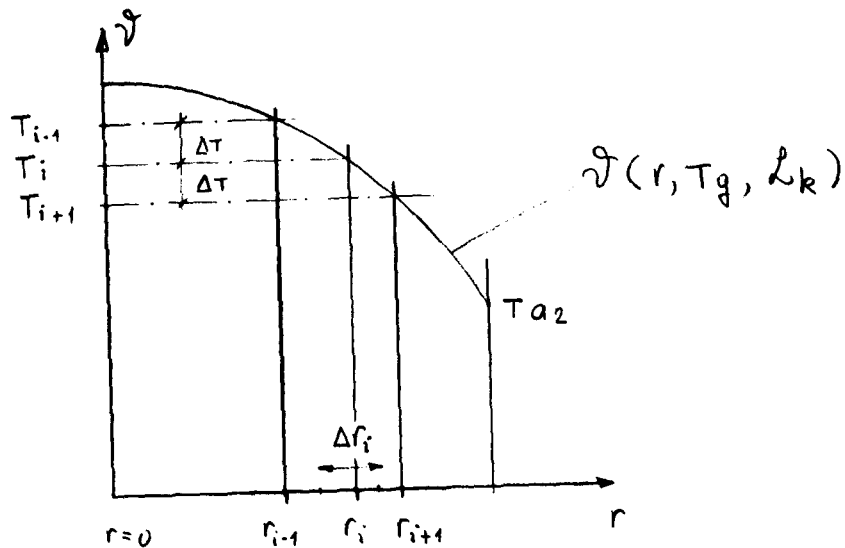
Da der schnelle Neutronenfluß innerhalb des Kugelbrennelements konstant angenommen werden darf, ergibt sich aus der Gl.233.15

$$\tilde{\sigma}_j = \frac{1}{V_k} \int_{V_k} \sigma_j[\vartheta(r)] d\vec{r} \quad (233.16)$$

Nun seien die Gruppenwirkungsquerschnitte $\sigma_j(T_i)$ für die Temperaturen T_i im Abstand von ΔT bekannt ($T_{i+1} = T_i + \Delta T$; $\Delta T = 300^\circ K$). Mit der aus Gl. 233.9 gewonnenen Beziehung

$$r = R_a \left[1 + \frac{8 \pi \lambda_a \cdot R_a}{L_k} \cdot (T_{a2} - \vartheta)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (233.17)$$

wird jeder Temperatur T_i ein Ort r_i zugeordnet, wie es in folgender Abbildung dargestellt ist.



Für Kugelgeometrie und in Differenzenform ergibt sich aus der Gl. 233.16

$$\tilde{G}_j = \frac{1}{R_0^3} \sum_i G_j(T_i) \Delta r_i, \quad (233.18)$$

wobei Δr_i gegeben ist durch

$$\Delta r_i = \left[\left(\frac{r_i + r_{i+1}}{2} \right)^3 - \left(\frac{r_i + r_{i-1}}{2} \right)^3 \right]. \quad (233.19)$$

Mit Hilfe dieser Gln. werden die Gruppenwirkungsquerschnitte für jede axiale Reaktorzone (1) mit der vorgegebenen Kühlgas-temperatur $T_{g,1}$ und der Kugelleistung $L_{K,1}$ dieser Zone über die Temperatur gemittelt. $(\tilde{G}_{j,l})$

Aus den so gewonnenen mittleren Wirkungsquerschnitten der axialen Zonen (1) wird nunmehr der Wirkungsquerschnitt für den gesamten Reaktor ermittelt:

$$\tilde{G}_j = \sum_{l=1}^3 \tilde{G}_{j,k} \cdot \tilde{\Phi}_l / \sum_{l=1}^3 \tilde{\Phi}_l \quad (233.20)$$

$\tilde{\Phi}_l$ ist der mittlere Fluß der axialen Reaktorzone 1 und definiert durch Gl. 232.5.

Diese Beziehung beruht wie Gl. 233.15 ebenfalls auf dem Erhaltungsprinzip der Reaktionsraten.

2.4 Definition der thermischen Selbstabschirmungsfaktoren

Bei der Berechnung des thermischen Spektrums in einem Reaktor-gebiet sind zwei wichtige Punkte zu berücksichtigen.

- I) Heterogenität des Brennelementes ,
- II) Einfluß der Nachbargebiete (B^2)

Um der Heterogenität des Brennelementes Rechnung zu tragen, wird der Kugelhaufenreaktor als periodisches Gebilde angenommen, das sich aus symmetrischen Kugelbrennelementen aufbaut. Infolgedessen genügt die Anwendung der Wigner-Seitz-Einheitszellenmethode auf ein Kugelbrennelement, um die Heterogenität des Brennelementes in den thermischen Spektralrechnungen zu berücksichtigen.

Ein Kugelbrennelement sei aus Spaltstoff- und Moderatorzonen aufgebaut. Mit der reflektierenden Randbedingung (Oberflächenstrom gleich null) gilt für eine Einheitszelle folgende Beziehung.

$$\begin{aligned} \Sigma_t(E, \vec{r}) \cdot \phi(E, \vec{r}) = & \int_{V_{\text{zell}}} d\vec{r}' \cdot T(E, \vec{r}' \rightarrow \vec{r}) \cdot \left[Q(E, \vec{r}') + \right. \\ & \left. + \int_0^{E^*} p(E' \rightarrow E) \cdot \Sigma_s(E', \vec{r}') \cdot \phi(E', \vec{r}') \cdot dE' \right] \end{aligned} \quad (24.1)$$

Dabei bedeuten

$T(E, \vec{r}' \rightarrow \vec{r}) d\vec{r}$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron mit der Energie E vom Punkt \vec{r}' , nach Punkt \vec{r} um $d\vec{r}$ transportiert wird.

$p(E' \rightarrow E)dE$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Neutron von der Energie E' nach der Energie E um dE gestreut wird.

$Q(E, \vec{r}') d\vec{r}'$ Quellneutronen mit der Energie E im Volumenelement $d\vec{r}'$

Nach Integration über das Zellenvolumen (V_{Zell}) und mit der Normierungsforderung des Transportkerns

$$\int_{V_{\text{Zell}}} T(E, \vec{r}' \rightarrow \vec{r}) d\vec{r}' = 1$$

kann Gl. 24.1 auf folgende Form gebracht werden:

$$\begin{aligned} & \Sigma_t^{sp}(E) \cdot \bar{\Phi}_{sp}(E) \cdot V_{sp} + \Sigma_t^{mod}(E) \cdot \bar{\Phi}_{mod}(E) \cdot V_{mod} = \\ & = Q(E) \cdot V_{\text{Zell}} + \int_0^{E^*} \rho(E' \rightarrow E) \cdot \left[\Sigma_s^{sp}(E') \cdot \bar{\Phi}_{sp}(E') \cdot V_{sp} + \right. \\ & \left. + \Sigma_s^{mod}(E') \cdot \bar{\Phi}_{mod}(E') \cdot V_{mod} \right] \cdot dE' \quad (24.2) \\ & \Sigma_x^y(E), \bar{\Phi}_y(E) \quad \text{sind definiert durch} \end{aligned}$$

$$\Sigma_x^y(E) = \int_{V_{\text{Zell}}} \Sigma_x^y(E, \vec{r}) \cdot \phi(E, \vec{r}) d\vec{r} / \bar{\Phi}_y,$$

$$\bar{\Phi}_y = \frac{1}{V_y} \int_{V_y} \phi(E, \vec{r}) d\vec{r}.$$

Die Indizes bedeuten:

y = Spaltzone (Sp), Moderatorzone (mod)
 x = total (t), Streuung (s)

Aus der Gl. 24.2 folgt unmittelbar:

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_{sp}(E) \sum_j SSM_j(E) \cdot N_j \cdot \bar{\sigma}_t^j(E) &= Q(E) + \\ + \int_0^{E^*} p(E' \rightarrow E) \cdot \bar{\Phi}_{sp}(E') \sum_j SSM_j(E) \cdot N_j \cdot \bar{\sigma}_s^j(E') \cdot dE' \end{aligned} \quad (24.5)$$

SSM_j wird definiert durch

$$SSM_j(E) = \frac{N_j^{sp} \cdot V_{sp} + N_j^{mod} \cdot \frac{\bar{\Phi}_{mod}(E)}{\bar{\Phi}_{sp}(E)} V_{mod}}{N_j^{sp} \cdot V_{sp} + N_j^{mod} \cdot V_{mod}} \quad (24.6)$$

und ist der Selbstabschirmungsfaktor für das Isotop j . N_j ist die homogene Konzentration des Isotops j und wird definiert durch

$$N_j = \frac{N_j^{sp} \cdot V_{sp} + N_j^{mod} \cdot V_{mod}}{V_{zell}} \quad (24.7)$$

Wenn man die korrigierten Wirkungsquerschnitte durch

$$\bar{\sigma}_{XR}^j = SSM_j(E) \cdot \bar{\sigma}_X^j(E) \quad (24.8)$$

definiert, dann kann Gl. 24.5 wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \bar{\phi}_{sp}(E) \cdot \Sigma_{tR}(E) &= Q(E) + \\ &+ \int_0^{E^*} p(E' \rightarrow E) \cdot \phi_{sp}(E') \cdot \Sigma_{sR}(E') \cdot dE' , \end{aligned} \quad (24.9)$$

was gleichzeitig die Neutronenbilanz für eine homogene Einheitszelle darstellt. Daraus ist zu entnehmen, daß die Reaktionsraten aus der heterogenen Gleichung 24.1 und aus der homogenen Gl. 24.9 (mit Selbstabschirmungsfaktoren 24.6) einander gleich sind.

Weiter kann zugefügt werden, daß die Selbstabschirmungsfaktoren lediglich für die im Moderator vorhandenen Isotope zu definieren sind. Für die Isotope, die in der Moderatorzone nicht enthalten sind, ist der genannte Faktor gleich eins.

Nach Einführung der so gewonnenen Selbstabschirmungsfaktoren für jedes Isotop j , läßt sich der Einfluß der Nachbargebiete auf das thermische Spektrum des betrachteten Gebietes durch folgende homogene Gleichung erfassen.

$$\begin{aligned} \left[\Sigma_a(E) + \Sigma_s(E) + D(E) \cdot B^2 \right] \cdot \phi(E) &= \\ &= Q(E) + \int_0^{E^*} p(E' \rightarrow E) \cdot \Sigma_s(E') \cdot \phi(E') \cdot dE' \end{aligned} \quad (24.10)$$

Aus dieser Gleichung wird mit einem vorläufig geschätzten Wert von B^2 das Spektrum $\phi(E)$ in 96 Gruppen berechnet. Mit diesem Spektrum werden die feinen Gruppenquerschnitte auf 4 grobe Gruppen kondensiert, die in der anschließenden Diffusionsrechnung benutzt werden. Die Diffusionsrechnung liefert einen neuen Wert von B^2 , womit die gesamte Prozedur rekursiv wiederholt wird, um den gegenseitigen Einfluß der Nachbargebiete zu berücksichtigen.

2.5 Library für das Rechenprogramm THERMOS

Das eindimensionale thermische Spektrumsprogramm THERMOS dient u.a. zur Berechnung der Selbstabschirmungsfaktoren (2.4). Außerdem ermöglicht dieses Programm eine Analyse des Einflusses des thermischen Spektrums auf neutronen-physikalische Größen wie z.B. η, f festzustellen. Weiter können die Temperatureffekte im thermischen Energiebereich mit THERMOS untersucht werden. Um die Resultate aus den THERMOS-Rechnungen mit den Ergebnissen zu vergleichen, die aus Abbrand-, Diffusions- und homogenen Spektrums-Berechnungen gewonnen werden, müssen jeweils die gleichen Wirkungsquerschnitte zugrunde gelegt werden. Infolgedessen wird aus der 96 Energiegruppen-Library, die für die homogenen thermischen Spektrumsrechnungen bereitgestellt war, eine 30-Geschwindigkeitsgruppen-Library für das Programm THERMOS kondensiert.

Aus den Grenzenergien der 96 Gruppen werden zuerst die zugehörigen Geschwindigkeiten wie folgt berechnet:

$$\Delta v_i = \left[(E_i + E_{i+1})^{\frac{1}{2}} - (E_{i-1} + E_i)^{\frac{1}{2}} \right] / (2 E_0)^{\frac{1}{2}} \quad (25.1)$$

$$v_i = \left[(E_i + E_{i+1})^{\frac{1}{2}} + (E_{i-1} + E_i)^{\frac{1}{2}} \right] / 2 \cdot (2 E_0)^{\frac{1}{2}}$$

Diese 96 Geschwindigkeitsgruppen, v_i und Δv_i werden zu 30 Gruppen kondensiert:

$$v_j = \sum_{\text{alle } i \text{ in } j} v_i \cdot \Delta v_i / \Delta v_j \quad (25.2)$$

$$\Delta v_j = \sum_{\text{alle } i \text{ in } j} \Delta v_i$$

Bei der Wahl der 30 Gruppengrenzen werden die Resonanzen von U-235, Pu-239, Pu-240, Pu-241 und Pu-242 berücksichtigt.

In den Energiebereichen, in denen Resonanzen vorhanden sind, werden die Gruppenintervalle möglichst klein gewählt. Bei der Kondensation der Wirkungsquerschnitte von 96 zu 30 Gruppen wird ein Maxwellspektrum mit der Temperatur von 1000°K zugrundegelegt. Für die Kondensierung der Wirkungsquerschnitte wird folgende Gl. benutzt:

$$\sigma(v_j) = \sum_{\text{alle } i \text{ in } j} \sigma(v_i) \cdot \phi(v_i) \cdot \Delta v_i / \sum_{\text{alle } i \text{ in } j} \phi(v_i) \cdot \Delta v_i \quad (25.3)$$

Die Streuwahrscheinlichkeiten $p(E_i \rightarrow E_l)$ der 96 Energiegruppen werden wie folgt in die Wahrscheinlichkeiten $p(v_i \rightarrow v_j)$ umgerechnet:

$$p(v_i \rightarrow v_l) = p(E_i \rightarrow E_l) \cdot v_i \cdot v_l \cdot \Delta v_i \cdot 2 E_0 \quad (25.4)$$

Die Kondensation dieser Streuwahrscheinlichkeiten auf wenige Gruppen erfolgt dann nach der Gleichung

$$p(v_j \rightarrow v_k) = \frac{\sum_{\text{alle } l \text{ in } k} \Delta v_l \sum_{\text{alle } i \text{ in } j} p(v_i \rightarrow v_l) \cdot \phi(v_i) \cdot \Delta v_i}{\Delta v_k \sum_{\text{alle } i \text{ in } j} \phi(v_i) \cdot \Delta v_i} \quad (25.5)$$

wobei $\phi(v_i)$ das Maxwellspektrum bei der gewählten Temperatur bedeutet.

3. Der Kugelhaufenreaktor nach dem Prinzip des "Plutoniumspeichers"

Für einen Kugelhaufenreaktor, der nach dem "Plutoniumspeicherprinzip" betrieben wird, sollen die Bedingungen für eine minimale U-235-Anfangsanreicherung ermittelt werden.

Ein Reaktor mit folgenden Kenndaten wird zugrunde gelegt.

Leistung des Reaktors	2000	MWth
Mittlere Leistungsdichte	6.67	MW/m ³
Mittlere Kugelbrennelementleistung	1.0	kW
Abmessungen des Reaktors:		
Zylinder-Radius	4.0	m
Zylinder-Höhe	6.0	m
Kühlgaseintrittstemperatur	240.0	°C
Kühlgasaustrittstemperatur	750.0	°C

Um die allgemeinen Eigenschaften des Systems kennenzulernen, wird zunächst ein Einzonen-Reaktor untersucht. Die Ergebnisse weisen den Weg für Studien am Mehrzonensystem.

Dem "Plutoniumspeicherprinzip" liegt folgender Gedanke zugrunde. Bei einem Uran-Plutonium-Reaktor wird das aus dem U-238 gewonnene Plutonium dem Brennstoff wieder zugeführt. Dadurch wird die Spaltstoffkonzentration erhöht, und es läßt sich ein größerer Abbrand erreichen.

Mit größerem Abbrand ist der Aufbau höherer Pu-Isotope verknüpft, die ihrerseits eine erhöhte Neutronenabsorption verursachen. Pu-240 besitzt bei 1,05 eV eine sehr hohe Absorptionsresonanz, und sein Aufbau vermindert den η -Wert des erbrüteten Plutoniums erheblich.

Diese unerwünschte Vergiftung geschieht auch, wenn nach der Aufbereitung das gesamte gewonnene Plutonium dem System wieder zuge-

führt wird, da sich auch in diesem Falle die Gleichgewichtskonzentrationen der höheren Plutoniumisotope herausbilden. In diesem Zustand ist der Anteil der absorbierenden Pu-Isotope besonders groß. Es ist indessen erstrebenswert, jeweils eine Pu-Zusammensetzung mit einem möglichst hohen Anteil der spaltbaren Isotope im Reaktor zu haben. Dieses ist zu erreichen, indem man bei der Aufbereitung einen Teil der Pu-Mischung entfernt.

In einer aufbereiteten Brennelementkugel wird dann während der anfänglichen Bestrahlungszeit im Reaktor zusätzliches spaltbares Plutonium erbrütet, während der Aufbau der absorbierenden Isotope erst später anwächst.

Dadurch ist bedingt, daß die frischen Kugeln zur Gleichgewichtskonzentration des Reaktors ein besonders günstiges Verhältnis von spaltbaren zu nicht spaltbaren Pu-Isotopen beisteuern. Allerdings wird bei diesem Verfahren der Anteil des Plutoniums im Reaktor reduziert. Es läßt sich ein optimaler Wiedereinsatzfaktor R für die Pu-Zuführung bei der Aufbereitung ermitteln. Er ist durch die günstigste Neutronenökonomie charakterisiert.

Der Kreislauf der Kugelbrennelemente ist in Abb. 31 dargestellt. Bei jeder Kugel, die vom Reaktor abgezogen wird, wird der Abbrandzustand gemessen. Brennelemente, die einen bestimmten Abbrand überschritten haben, werden dem Kreislauf entnommen und der Wiederaufbereitung zugeführt. Es werden die Spaltprodukte entfernt und Uran und Plutonium getrennt. Das Uran wird durch frisches mit vorgegebener Anfangsanreicherung ersetzt. Von der Plutoniumisotopenmischung wird ein Anteil $(1-R)$ abgeführt, und der Rest wird zusammen mit dem Uran zur Herstellung neuer Brennelemente verwendet.

Eine Parameterstudie wird in folgender Weise durchgeführt. Das Spektrum hat einen starken Einfluß auf die neutronenphysikalischen

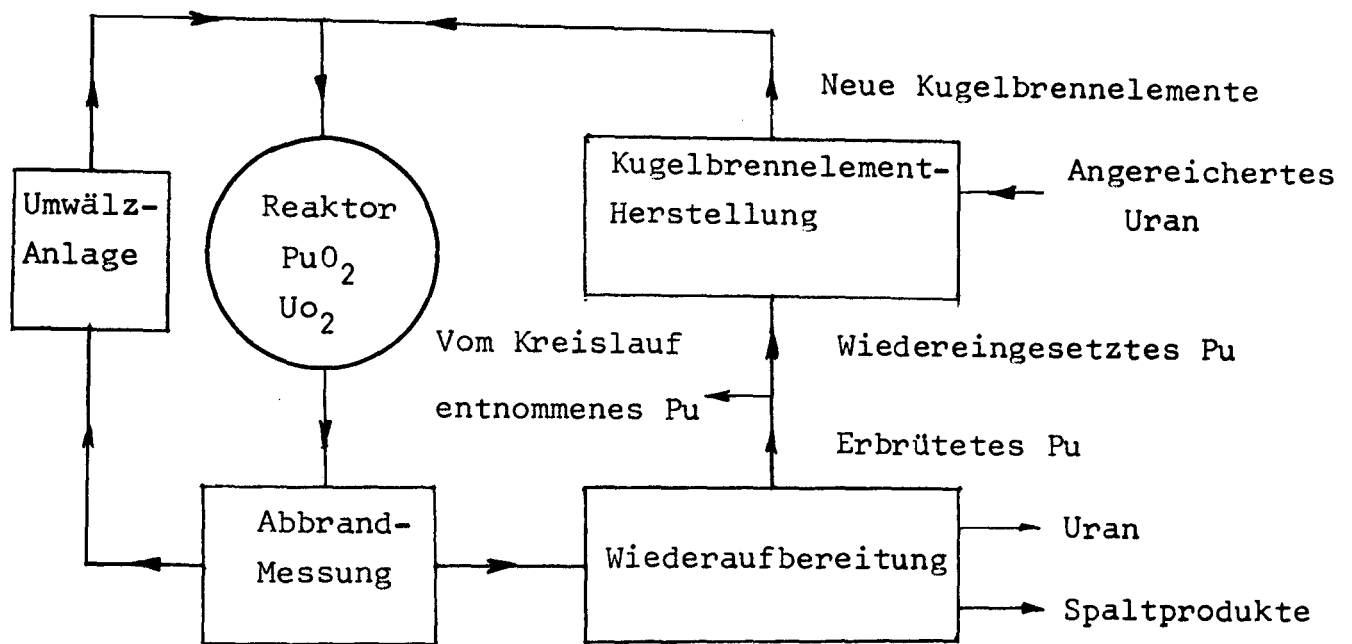


Abb. 31

Größen des Reaktors. Es ist eng gekoppelt mit dem Moderationsverhältnis, dem Verhältnis von Moderator zu Schwermetallkernen. Die Ermittlung der spektralen Bedingungen für eine minimale U-235-Anreicherung geschieht durch Variation des Moderationsverhältnisses. Die Studien werden für verschiedene Wiedereinsatzfaktoren des Plutoniums durchgeführt ($R = 0,95 - 0,85 - 0,75$), und es werden Verweilzeiten T der Kugelbrennelemente von 1, 2 und 3 Jahren im Reaktor angenommen. Eine Bestrahlungszeit von einem Jahr kann kaum unterschritten werden, da die Umwälzperiode der Kugeln etwa 3 Monate beträgt.

Um den Heterogenitätseffekt der coated particles zu erfassen, werden particles mit den Radiusverhältnissen

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{0,02}{0,05} ; \frac{0,04}{0,05} ; \frac{0,08}{0,10}$$

in Betracht gezogen.

Die Temperaturabhängigkeit des Multiplikationsfaktors k_{eff} wird aus Rechnungen bei 900, 1350, 1500 K⁰ hergeleitet.

Die Rechnungen werden mit dem in Abschnitt 1.1 erläuterten Rechenzyklus durchgeführt. Aus den Ergebnissen der Spektralrechnungen in 164 Energiegruppen werden die Koeffizienten der Vierfaktorenformel hergeleitet, die sich zur anschaulichen Diskussion besonders eignen.

Das Multigruppen-Gleichungssystem der Diffusionsgleichung lautet:

$$\left[D_i \cdot B_i^2 + \Sigma_{a,i} + \Sigma_{s,i} \right] \cdot \phi_i = \frac{\chi_i}{k_{\text{eff}}} \sum_{k=1}^{164} \nu \Sigma_{f,k} \cdot \phi_k \Delta E_k + \sum_j p(j \rightarrow i) \cdot \Sigma_{s,j} \phi_j \Delta E_j$$

Durch Mittelung über den schnellen Energiebereich (10⁷ eV - 1,86 eV) und den thermischen (1,86 eV - 0,0 eV) ergibt sich das 2-Gruppen-Gleichungssystem.

$$\left[D_s \cdot B_s^2 + \Sigma_{t,s} \right] \cdot \phi_s = \frac{1}{k_{\text{eff}}} \left[\nu \Sigma_{f,s} \cdot \phi_s + \nu \Sigma_{f,t} \cdot \phi_t \right]$$

$$\left[D_t \cdot B_t^2 + \Sigma_{a,t} \right] \cdot \phi_t = \Sigma_{s,s} \cdot \phi_s$$

31

Man definiert

Λ_{th}	Verbleibswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen,
Λ_s	Verbleibswahrscheinlichkeit für schnelle Neutronen,

$$p = \frac{\Sigma_{s,s} \cdot \phi_s}{\Sigma_{t,s} \phi_s} \quad \text{Resonanzentkommwahrscheinlichkeit}$$

$$\eta_f = \frac{\gamma \Sigma_{f,t}}{\Sigma_{a,t}} \quad \text{Neutronenzahl aus thermischen Spaltungen pro thermischer Absorption,}$$

$$\epsilon = \frac{\gamma \Sigma_{f,s} \cdot \phi_s + \gamma \Sigma_{f,t} \cdot \phi_t}{\gamma \Sigma_{f,t} \cdot \phi_t} \quad \text{Schnellspaltfaktor.}$$

Damit lässt sich Gl. 31 in die Form

$$k_{\text{eff}} = \epsilon \cdot \eta_f \cdot p \cdot \Lambda_s \Lambda_t$$

umformen.

3.1 Einzonenreaktor

In den Abbildungen 1, 2, 3 ist die Anfangsanreicherung des U-235 in Abhängigkeit vom Moderationsverhältnis, von der Verweilzeit der Brennelemente und vom Wiedereinsatzfaktor des erbrüteten Plutoniums dargestellt. Es zeigt sich, daß bei einem Moderationsverhältnis von 300 ein Minimum in der U-235-Anfangsanreicherung vorliegt. Bei härterem oder weicherem Spektrum nimmt die Anreicherung, die zur Kritikalität des Systems notwendig ist, zu. Der Anstieg der Anreicherung bei kleinem Moderationsverhältnis ist bedingt durch das η der Plutoniummischung (Abb. 4).

Der Grund für das starke Absinken des η bei kleinen Moderationsverhältnissen erklärt sich wie folgt. Das Spektrum im thermischen Energiebereich ist wesentlich durch die starken Resonanzen der Plutoniumisotope bestimmt. Abb. 5 zeigt den Verlauf der Absorptionsquerschnitte, Abb. 6 die Neutronenflüsse bei verschiedenen Moderationsverhältnissen. Die daraus gebildeten Eingruppen-Mittelwerte sind in Abb. 7 aufgetragen. Sie sind stark veränderlich bei den kleinen Moderationsverhältnissen, bei denen das Neutronenspektrum sehr stark von den Absorptionsresonanzen geprägt ist. Abb. 7 erklärt das starke Absinken des η in Abb. 4 bei kleinen Moderationsverhältnissen einerseits als Folge der Verminderung des Einflusses der Pu-239-Resonanz bei 0,3 eV, andererseits durch die Erhöhung der Absorption im Pu-240 bei der 1,05 eV-Resonanz.

Die Vergrößerung der Anfangsanreicherung bei größeren Moderationsverhältnissen in Abb. 1, 2, 3 erklärt sich in folgender Weise. Aus dem zeitlichen Verlauf der U-235-Dichte in einem Brennelement

$$N_i(t) = N_i(t=0) e^{-\tilde{G}_{a,i} \cdot \tilde{\phi} \cdot t} \quad 31.1$$

ergibt sich das Verhältnis von Anfangsdichte zur mittleren Dichte nach der Gl. 212.9. Unter Vernachlässigung der Abbrandabhängigkeit der Schwermetallkonzentrationen ist dieses gleich dem entsprechenden Verhältnis der Anreicherungen A

$$\frac{A_i(t=0)}{\bar{A}_i} = \frac{\tilde{G}_{a,i} \cdot \phi \cdot T}{1 - e^{-\tilde{G}_{a,i} \cdot \phi \cdot T}} \quad 31.2$$

Nach Abb. 7 ist $\tilde{G}_{a,i}$ des U-235 annähernd unabhängig vom Moderationsverhältnis. Der Fluß indessen muß umgekehrt proportional zum Moderationsverhältnis zunehmen, da die Leistungsdichte konstant gehalten werden soll. Dadurch erklärt sich an Hand von 31.2 die Zunahme von der U-235-Anfangsanreicherung in den Abb. 1, 2, 3.

In Abb. 8 ist die Anfangsanreicherung des U-235 in Abhängigkeit von der Verweilzeit T für verschiedene Moderationsverhältnisse aufgetragen. Eine Erhöhung der Verweilzeit erfordert eine Vergrößerung der Anfangsanreicherung. Die Begründung geht aus Gl. 31.2 unmittelbar hervor. Gleichfalls erklärt Gl. 31.2, daß der Anstieg der Kurven für größere Moderationsverhältnisse stärker ist.

In Abb. 9 ist die Anfangsanreicherung $A(t=0)$ des U-235 als Funktion des Pu-Wiedereinsatzfaktors R dargestellt. Die Kurven beziehen sich auf verschiedene Moderationsverhältnisse und Verweilzeiten. Bei größeren Moderationsverhältnissen ist die Anfangsanreicherung unabhängig von R und lediglich von der Standzeit T bestimmt. Bei einem Moderationsverhältnis = 200 wirkt sich ein Verkleinern des Wiedereinsatzfaktors auf die Anfangsanreicherung aus. Insbesondere bei T = 1 Jahr ist eine Anfangsanreicherung unter 3% zu erreichen. Bei einem sehr kleinen Moderationsverhältnis ist der Effekt gegenläufig. Obwohl eine Verkleinerung von R einen besseren η -Wert der Pu-Mischung nach sich zieht, ist die Verringerung des Plutoniums so stark (vgl. Abb.14), daß eine Erhöhung der U-235-Anfangsanreicherung erforderlich ist.

Das Schwermetall befindet sich in coated particles, die in den Kugelbrennelementen eingefüllt sind. Dadurch ist eine heterogene Verteilung des U-238 gegeben, die sich auf die Absorptionsrate in den Resonanzen auswirkt. Hierdurch werden das Spektrum und die Erzeugungsrate des Plutoniums beeinflusst, und dieses wirkt sich auf die mittlere Anreicherung des U-235 aus.

Für den Fall mit einem Moderationsverhältnis 300, $T = 1$ Jahr, $R = 0,85$, in dem sich eine minimale Anfangsanreicherung ergibt, ist das Ergebnis einer Variation der coated particle-Abmessungen in der Tabelle 31.1 zusammengestellt.

R_1 R_2 R_3	0,00676 0,01676 2,5	0,02 0,05 2,52	0,04 0,05 1.2768	0,08 0,1 1.2768
$A(t=0)_{U-235}$	2,6025	2,5715	2,5532	2,5544
\tilde{A}_{U-235}	1,2835	1,2198	1,082	1,0531
\tilde{A}_{Pu}	1,7358	1,6702	1,4866	1,446
$\sigma_{res-U-238}$	12,906	12,366	10,854	10,444
P	0,7539	0,7634	0,7883	0,7946
$\eta \cdot f$	1,33	1,32	1,29	1,28
ξ	1,0433	1,04243	1,03788	1,0369
$\Lambda_{t,t}$	0,9557	0,9547	0,9517	0,9509

Tabelle 31.1

Die Tabelle enthält die Anfangsanreicherung $A(t=0)$ des U-235 und die mittleren Anreicherungen (\tilde{A}_{U-235} , \tilde{A}_{Pu}) von U-235 und der Pu-Mischung. Die erste Spalte zeigt die Werte für eine besonders homogene Verteilung des U-238. Es liegen coated particles mit den Radien R_1 , R_2 zugrunde, die in Kugeln mit einer großen Innenzone R_3 angeordnet sind. In den weiteren Spalten sind größere coated particles in entsprechend kleineren Kugelinnenzonen angeordnet. Diese bedeuten eine stärkere Heterogenität.

Es zeigt sich, daß sich bei zunehmender Heterogenität die mittleren Anreicherungen von U-235 und Plutonium vermindern. Die Anfangsanreicherung von U-235 wird nur in geringem Maße beeinflusst. Die Zunahme der Heterogenität bewirkt eine Verkleinerung des Resonanzintegralquerschnittes (\tilde{G}_{res}) und damit eine Erhöhung der Resonanzentkommwahrscheinlichkeit P . Damit ist einerseits eine Verminderung der Pu-Entstehungsrate, andererseits eine Erhöhung der Spaltraten im thermischen Energiebereich verbunden. Die Anfangsanreicherung $A(t=0)$ des U-235, die aufgrund von Gl. 31.2 mit \tilde{A}_i gekoppelt ist, wird dadurch kaum beeinflusst.

Das "Plutoniumspeicherprinzip" ermöglicht es, einen Einzonen-Kugelhaufenreaktor mit einer sehr geringen Anreicherung zu betreiben. Mit reinem Natururan ist der Betrieb allerdings nicht möglich. Die Gründe dafür werden im folgenden untersucht. In Abb. 10 sind in Abhängigkeit vom Moderationsverhältnis die Verbleibwahrscheinlichkeit der Neutronen (schnelle und thermische) im Reaktor und der Anteil der Graphit-Absorptionen an den Gesamtabsorptionen dargestellt. Die Graphit-Absorptionen wachsen bei großen Moderationsverhältnissen bis auf 10% an. Es werden dabei Verunreinigungen von 1 ppm. Boräquivalent zugrunde gelegt.

Ferner nimmt die Verbleibwahrscheinlichkeit beträchtlich ab, da auch im thermischen Energiebereich ein beachtlicher Neutronenausfluß aus dem Reaktor stattfindet. Bei kleineren Moderationsverhältnissen besteht im niedrigen Energiebereich stets ein Zustrom von Neutronen aus dem Reflektor. Die Neutronen im Core

werden relativ schnell absorbiert. Bei sehr großen Moderationsverhältnissen wird die Absorptionswahrscheinlichkeit für ein Neutron im Core so klein, daß sich ein Flußprofil herausbildet, bei dem ein Gradient zum Reflektor hin besteht. Infolgedessen strömt ein Teil der thermischen Neutronen aus und geht der Neutronenökonomie verloren.

Aus Abb. 10 ist ferner ersichtlich, daß $\epsilon \cdot \rho$ mit zunehmendem Moderationsverhältnis ansteigt, während die η -Kurve der U-235- und Pu-Mischung annähernd konstant bleibt. $\eta \cdot f$ hat infolge der Graphitabsorptionen eine fallende Tendenz.

Ferner ist die Differenz

$$\Delta A_{u-235} = A_{u-235}(t=0) - \tilde{A}_{u-235}$$

von anfänglicher und mittlerer Anreicherung aufgetragen. Sie zeigt einen erheblichen Anstieg, der an Hand von Gl. 31.2 bei der Diskussion von Abb. 1, 2, 3 erklärt worden ist.

Die Eigenschaften des Systems sind durch die Kurven Λ_{tot} , ηf , $\epsilon \rho$ eindeutig beschrieben. Sie legen die mittlere Anreicherung fest. Der minimale Wert liegt über 1 Prozent. Um das Plutoniumspeicherverfahren mit Natururan verwirklichen zu können, muß eine mittlere Anreicherung des U-235 angestrebt werden, die kleiner als die des Natururans (0,7 %) ist. Dieses kann lediglich durch eine Vergrößerung des Schnellspaltfaktors ϵ erzielt werden. Bei Verwendung von BeO als Moderator nimmt $\epsilon \cdot \rho$ bei einem günstigen Moderationsverhältnis (etwa 300) einen höheren Wert an und ermöglicht eine kleinere mittlere U-235-Anreicherung. Doch beträgt die Differenz ΔA_{u-235} in diesem Fall bereits 1,3 %, so daß auch bei Verwendung von BeO eine Beladung mit Natururan ausgeschlossen ist. Eine Verkleinerung dieser Differenz ist nach Gl. 31,2 durch den Übergang zu kleineren Verweilzeiten denkbar, doch ist dieses technisch nicht zu realisieren.

Das U-235 wird bei einem weichen Spektrum besonders gut ausgenutzt. Es ist wünschenswert, eine gute Ausnutzung mit einer möglichst kleinen Anfangsanreicherung zu verbinden. Nach Abb. 1, 2, 3 ist dieses zu vereinbaren bei einem Moderationsverhältnis von 300, der Verweilzeit von 1 Jahr und einem Wiedereinsetzungsfaktor $R = 0,85$. Im Hinblick auf die U-235-Ökonomie ist dieses der optimale Fall.

In Abb. 11 ist der Abbrand als Funktion des Moderationsverhältnisses dargestellt. Für den optimalen Fall beträgt er 36500 MW-Tage/Tonne Schwermetall. Er ist von einer Variation des Wiedereinsetzungsfaktors praktisch unabhängig.

Die spektrale Abhängigkeit der spezifischen Leistung zeigt Abb. 12A. Infolge der verbesserten Spaltstoffausnutzung nimmt sie bei größeren Moderationsverhältnissen zu.

Der Konversionsfaktor C nimmt mit wachsendem Moderationsverhältnis ab. Abb. 12B zeigt dieses Verhalten für drei verschiedene Verweilzeiten. Die abnehmende Tendenz hinsichtlich des Moderationsverhältnisses und auch hinsichtlich der Verweilzeit beruht auf der Vergrößerung des U-235-Abbrandes. Der Wiedereinsetzungsfaktor R hat keinen Einfluß auf C.

Die Isotopenzusammensetzung des erbrüteten Plutoniums ist wesentlich abhängig vom Neutronenspektrum und vom Wiedereinsetzungsfaktor R. Abb. 13 zeigt, daß sich bei einem Moderationsverhältnis 50 und bei $R = 0,75$ eine Mischung mit einem 95 prozentigen Anteil von spaltbarem Pu erzielen läßt. Allerdings ist für diesen geringen Wiedereinsetzungsfaktor nach Abb. 14 der gesamte Plutonium-Gehalt stark vermindert, und entsprechend ist eine erhöhte U-235-Anfangsanreicherung erforderlich (Tab. 31, 2 a, b).

R \ T	1	2	3
0,95	7,11	10,52	12,65
0,85	3,08	5,52	6,86
0,75	1,92	3,39	4,62

Tabelle 31,2 a

Für Moderationsverhältnis 50 die mittlere Pu-Anreicherung (A_{Pu}) in Prozent.

R \ T	1	2	3
0,95	13,70	12,91	12,54
0,85	14,93	14,83	14,74
0,75	15,05	15,36	15,53

Tabelle 31.2 b

Für Moderationsverhältnis 50 die Anfangsanreicherung von U-235 in Prozent. ($A_{U-235}(t=0)$)

In Abb. 15 ist der Spaltstoffanteil der Pu-Mischung in Abhängigkeit vom Moderationsverhältnis aufgetragen. Die starke Spektralabhängigkeit der Plutoniummischung rührt von den Resonanzen der Pu-Isotope bei 0,3 eV und 1,05 eV her. Größere Verweilzeiten verursachen, daß die mittlere Pu-Anreicherung ansteigt, jedoch

wird der Spaltstoffanteil der Plutoniumzusammensetzung kleiner (Abb. 15).

Die radiale Verteilung der Leistungsdichte für verschiedene Moderationsverhältnisse zeigt Abb. 16. Bei einem härteren Spektrum findet infolge der großen Absorptionsraten im Core ein Zufluß von Neutronen aus dem Reflektor statt. Dadurch ist eine Aufwölbung der Leistungsverteilung am Rande des Core bedingt.

Das Verhältnis von maximaler zu mittlerer Leistungsdichte wird als Formfaktor bezeichnet. Er bildet ein Maß für die gleichmäßige Belastung der Kugelbrennelemente.

In den Abbildungen 17-a, -b, -c ist der Formfaktor in Abhängigkeit von Moderationsverhältnis und Verweilzeit dargestellt. Ein Anstieg des Formfaktors beim weicheren Spektrum kann durch den erhöhten Ausfluß vom Core zum Reflektor erklärt werden. Die Vergrößerung des Formfaktors bei einem sehr harten Spektrum hängt von der starken Absorptionsrate im Core ab. Ein räumlicher Ausgleich des Neutronenflusses im thermischen Energiebereich kann sich infolgedessen nicht mehr einstellen, und Einfänge und Spaltungen geschehen vornehmlich im Zentrum und am Rand des Cores.

Bei der Diskussion zu Abb. 13 und 14 zeigte sich, daß bei dem Übergang zu kleineren Verweilzeiten und besonders für $T=1$ zu $R=0,75$ die Konzentration der Pu-Mischung im Core sehr stark reduziert wird. Abb. 17-a, -b, -c zeigt, daß damit eine empfindliche Verringerung des Formfaktors verknüpft ist. Bei einem Moderationsverhältnis 200 zeigt der Verlauf des Formfaktors ein Minimum. Die Ursache ist in einem ausgewogenen Verhältnis von Flußabsenkung im Inneren durch die Absorptionen und Flußaufwölbung am Rande zu erklären.

Bei den Parameterstudien, die den Diskussionen zugrunde liegen,

wurden die Resonanzintegralberechnungen jeweils nur für U-238 durchgeführt, während für die anderen Schwermetall-Isotope die Resonanzintegrale für unendliche Verdünnung mit Korrekturfaktoren verwendet wurden. Für den optimalen Fall ($MV = 300$; $T = 1$ Jahr, $R = 0,85$) wurden die aufgelösten und unaufgelösten Resonanzintegrale für alle Isotope berechnet und zu Wirkungsquerschnittssätzen für das epithermische Spektralprogramm GAM umgeformt. In Tabelle 31,3 sind die Ergebnisse denen der einfacheren Rechnung gegenübergestellt.

		mit Resonanzintegralen	mit Korrekturfaktoren
% $A_{U-235}(t=0)$		2,69	2,60
% A_{U-235}		1,83	1,79
% A_{Pu}		1,37	1,74
Abbrand $\frac{MWd}{t}$		36756.	36608.
% Abbrand U-235		81,8	81,9
Spezifische Leistung KW/kg		100,7	100,3
Pu-Isotopenvektor %	Pu-239	29	22
	Pu-240	20	15
	Pu-241	12	9
	Pu-242	39	54
Konversionsfaktor		0,63	0,65

Tabelle 31.3

Man erkennt, daß die Pu-Isotopenvektoren von dem Resonanzgeschehen stark abhängig sind. Ferner zeigt sich ein starker Einfluß der Resonanzabsorptionen auf die mittleren Anreicherungen des Pu und U-235, während die Anfangsanreicherung vom U-235 bei diesem Fall nahezu ungestört bleibt.

Aus diesem Vergleich ist ersichtlich, daß eine genaue Behandlung der Resonanzabsorptionen unvermeidlich ist, wenn die optimalen Auslegungsdaten eines Reaktors endgültig festgelegt werden sollen.

Zum Studium des Temperaturverhaltens werden Rechnungen für den optimalen Fall bei fünf Temperaturen durchgeführt. Die Resonanzintegrale werden wiederum für alle Schwermetallisotope durchgeführt, der Temperaturverlauf wird entsprechend der Ausführung in Abschnitt 2-3 berücksichtigt. Für jede Temperatur wird eine Spektrums- und Diffusionsrechnung durchgeführt, um eine systematische Bestimmung des Einflusses auf k_{eff} zu ermöglichen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 31.4 zusammengestellt.

Es zeigt sich, daß die Resonanzintegrale von U-235, Pu-239, Pu-240, Pu-241 und Pu-242 von der Temperatur annähernd unabhängig sind. Der Grund liegt in der geringen Konzentration dieser Isotope. Die Dopplerverbreiterung der U-238-Resonanzen bedingt einen negativen prompten Anteil $\frac{\Delta P}{\Delta T} \cdot \frac{1}{P}$ zum Temperaturkoeffizienten. Der verzögerte Effekt $\frac{\Delta(\eta_f)}{\Delta T} \cdot \frac{1}{(\eta_f)}$ hat seine Ursache in der von einer Temperaturschwankung bedingten Verlagerung des thermischen Spektrums, und er bildet sich erst mit einer Phasenverschiebung von einigen Neutronengenerationen heraus. Er ist für den betrachteten Reaktor im Temperaturbereich von $300^\circ - 900^\circ\text{K}$ positiv. Die Ursache dafür ist die Existenz der 0,082 eV Xe-135-Resonanz. Jedoch für höhere Temperaturen wird er durch die 1,05 eV Absorptions-Resonanz von Pu-240 wieder negativ.

	300 K°	600 K°	900 K°	1350 K°	1500 K°
k_{eff}	1,00406	0,996628	0,99939	0,97624	0,95766
P	0,76235	0,75015	0,74147	0,731078	0,727763
η_f	1,30626	1,31805	1,33782	1,32530	1,30474
$\frac{\Delta k}{\Delta T} \frac{1}{k}$		$-2,47 \cdot 10^{-5}$	$+0,92 \cdot 10^{-5}$	$-5,15 \cdot 10^{-5}$	$-12,69 \cdot 10^{-5}$
$\frac{\Delta P}{\Delta T} \frac{1}{P}$		$-5,33 \cdot 10^{-5}$	$-3,86 \cdot 10^{-5}$	$-3,11 \cdot 10^{-5}$	$-3,03 \cdot 10^{-5}$
$\frac{\Delta \eta}{\Delta T} \frac{1}{\eta_f}$		$+2,88 \cdot 10^{-5}$	$+5,00 \cdot 10^{-5}$	$-2,08 \cdot 10^{-5}$	$-10,34 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 31.4

3.2 Zweizonenreaktor

In der Einzonenreaktorstudie wurde gezeigt, daß die Erzeugung einer Pu-Mischung mit hohem Spaltstoffanteil durch ein härteres Spektrum begünstigt wird. Ferner wurde darauf hingewiesen, daß die Gewinnung dieser hochwertigen Pu-Mischung eine hohe U-235-Anfangsanreicherung erfordert. Bei diesen Untersuchungen stellte sich der Fall mit $MV=300$ $R=0,85$ und $T=1$ Jahr im Hinblick auf die U-235-Ökonomie als optimal heraus.

Für ein Zweizonensystem kann aus diesen Resultaten das Prinzip zur Auslegung abgeleitet werden.

In einer Brüterzone soll eine hochwertige Pu-Mischung erzeugt werden. Diese soll nach einer Wiederaufbereitung den Brennelementen einer Treiberzone zugeführt werden. Aufgabe dieser Treiberzone ist, den starken Neutronenverlust in der Brüterzone zu ergänzen.

Es besteht die Frage, ob in einem solchen gekoppelten System das Plutoniumspeicherprinzip mit Natururan durchführbar ist oder ob zumindest eine geringere U-235-Anfangsanreicherung als im optimalen Einzonen-Fall möglich ist.

Der Studie wird ein System zugrunde gelegt, in dem die Brüterzone im Zentrum liegt und von der Treiberzone umgeben ist. Bei dieser Anordnung läßt sich eine flache Verteilung der Leistungsdichte erzielen, und ferner ist bei Teillastbetrieb eine Regelung des Reaktors vom Reflektor her möglich. Die Kerndaten, die der Einzonencore-Studie zugrunde lagen, werden beibehalten. Es werden für die Treiberzone Moderationsverhältnisse 300 und 400 angenommen. Bei größeren Moderationsverhältnissen würde die schlechte Neutronenökonomie eine zu große U-235-Anfangsanreicherung erfordern. Die Brüterzone wird bei Moderationsverhältnissen 50 und 200 untersucht. Der Einfluß der Volumenverhältnisse beider Zonen auf die U-235-Anreicherung wird für innere Radien von 2 und

3 Metern untersucht. Der äußere Radius wird mit 4 Metern konstant gehalten.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 32-a, -b zusammengestellt.

Es ist ersichtlich, daß ein Zweizonensystem keine Verbesserung hinsichtlich der U-235-Anreicherung bringt, doch stellt es für die Gewinnung von hochwertigem Plutonium eine sehr geeignete Anordnung dar.

Eine besonders günstige Plutoniumerzeugung ist bei einem inneren Radius $\rho_1 = 3\text{m}$ und den Moderationsverhältnissen 50/300 zu erzielen. In diesem Fall ist die U-235-Anreicherung relativ groß. Um diese zu verbessern, ist der Übergang zu einer kleineren Brüterzone ($\rho_1 = 2\text{m}$) und zu größeren Moderationsverhältnissen 200/400 erforderlich, doch zieht dieser Übergang eine wesentliche Verschlechterung der Plutoniumerzeugung nach sich. Bei einem Übergang zu den Moderationsverhältnissen 300/300 ergibt sich der Fall mit der kleinsten U-235-Anfangsanreicherung 2,69, der als optimaler Einzonenreaktor oben diskutiert wurde.

$\varphi_1 = 3(m); MV_1/MV_2 = 50/350$			$\varphi_1 = 3(m); MV_1/MV_2 = 200/400$	
	Brüter	Treiber	Brüter	Treiber
$A_{U5}(t=0)$	8,00	9,42	2,82	3,21
\tilde{A}_{U5}	7,82	7,82	1,96	1,96
\tilde{A}_{Pu}	1,43	5,48	1,84	3,21
% Abb.U-235	5,32	36,5	56,1	67,9
Abbrand $\left[\frac{MWd}{T}\right]$	3446.	53834.	29126.	35365.
$l_{sp} \left[\frac{KW}{kg \text{ Schw.M.}}\right]$	9.4	147	79.8	96.89
Pu-Isotopen- vektor	88.5/5.7 5/0,74	46.6/10.3 19.4/23.6	38.9/14.6 14.8/31.8	15.2/11.0 8.8/65
Leistung pro Kugel [KW]	0,539	1,76	1,28	0,809
Leistungsdichte [kW/Liter]	3,335	10,87	7,89	5,01

Tabelle 32-a

$\varphi_1=2(m); MV_1/MV_2=50/350$			$\varphi_1=2(m); MV_1/MV_2 = 200/400$	
	Brüter	Treiber	Brüter	Treiber
$A_{U5} (t=0)$	2,3275	3,78	2,465	3,2476
\tilde{A}_{U5}	2,233	2,233	1,4841	1,484
\tilde{A}_{Pu}	1,2404	2,06	1,8246	1,764
% Abb. U-235	8,734	71,2	69,4	85,5
Abbrand $\left[\frac{MWd}{T}\right]$	3092.	43731.	34812.	41182.
$L_{sp} \left[\frac{kW}{kg \text{ Schw.M.}}\right]$	8,47	120.	95.	112,82
Pu-Isotopen- vektor	77.6/10.3/ 9.4/2.7	28.9/15.2 13.0/42.9	33.3/15.1 13.3/38.2	18.2/14.5 8.2/59.
Leistung pro Kugel (kW)	0,455	1,3	1.52	0,925
Leistungs- dichte [kW/t]	2,8157	8,03	9,39	5,72

Tabelle 32-b

4. Brennstoffkreislaufkosten des Einzonenreaktors

Die Kreislaufkosten des Einzonenreaktors werden unter Berücksichtigung der Wiederaufbereitung gerechnet, um den preisgünstigsten Fall unter allen untersuchten Anordnungen herauszufinden. Dieser Studie werden die Daten, die in Tabelle 41 zusammengestellt sind, zugrunde gelegt.

Wirkungsgrad	0,42	
Lastfaktor	0,80	
Lagerzeit für frische Brennelemente	30	Tage
Abklingzeit für abgebrannte Brennelemente	30	Tage
Aufarbeitungsverluste	0,02	
U-235-Preis im frischen Brennelement	46	DM/gr
U-235-Preis im abgebrannten Brennelement	46	DM/gr
UO ₂ -Preis (U-238)	100	DM/kg
Refabrikationskosten	250	DM/kg Schwermetall
Aufarbeitungskosten	150	DM/kg Schwermetall
Zinsfuß für Brennstoff	7	%
Steuer für Brennelemente	2,7	%
Annuität für Brennelemente bei Abschreibung	7	%

Tabelle 41

Wirtschaftliche Daten.

Die Rechnungen werden mit einem geeigneten Rechenprogramm (33) durchgeführt, und die Ergebnisse sind in der Tabelle 42 aufgeführt.

Daraus erkennt man, daß der wirtschaftlich optimale Fall ein ganz anderer ist, als der optimale Fall im Hinblick auf

kleinste U-235-Anreicherung. Ferner ist es bemerkenswert, daß der Wiedereinsetzungsfaktor R einen großen Einfluß auf die Kosten ausübt.

Ein minimaler Preis von 0,369 Dpf/kWh_e wird bei $MV = 300$, $R = 0,85$ und $T = 2$ Jahre erzielt. Bei diesem optimalen Fall setzen sich die Brennstoffzykluskosten aus folgenden Beiträgen zusammen:

	Dpf/kWh _e
Verbrauchskosten für Brennstoff	0,27678
Refabrikations- und Aufbereitungskosten	0,05466
Verzinsung des Gleichgewichts-Core-Ein- satzes	0,02951
Steuer für Brennelemente	0,00235
Verzinsung des Outpileinventars von frischen Brennelementen	0,00580

R	T \ MV	50	200	300	400	600	800
0,95	1	2,3369	0,49961	0,40647	0,41088	0,44282	0,47168
	2	1,7103	0,46866	0,37187	0,39175	0,44040	0,47674
	3	1,47760	0,49298	0,37445	0,40136	0,45498	0,48008
0,85	1	2,52259	0,48698	0,40520	0,41107	0,44286	0,47230
	2	1,9573	0,44632	0,36924	0,39116	0,44028	0,47642
	3	1,7298	0,46868	0,37221	0,39952	0,45503	0,49461
0,75	1	2,56608	0,48166	0,40908	0,41270	0,44453	0,47320
	2	2,0366	0,43643	0,37004	0,39169	0,44053	0,47695
	3	1,8382	0,45276	0,37223	0,39969	0,45509	0,49520

Tabelle 42

Gesamte Brennstoffzykluskosten Dpf/kW_{he}

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde untersucht, inwieweit das "Plutonium-speicherprinzip" auf Kugelhaufenreaktoren anwendbar ist.

Zu diesem Zweck wurde ein Rechenprogrammzyklus zusammengestellt, in dem die Spektrumsberechnung besonders eingehend behandelt ist. Dazu gehören die Berechnung der aufgelösten und unaufgelösten Resonanzintegrale, die Ermittlung der temperaturgemittelten Resonanzwirkungsquerschnitte und die Einführung von Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung der Heterogenität und der Abschirmung. Ferner wurde ein Abbrandprogramm aufgestellt, das den speziellen Erfordernissen des Kugelhaufenreaktors gerecht wird. Um den Aufbau der höheren Plutonium-Isotope zu begrenzen, wurde ein Verfahren eingeführt, bei dem nach der Wiederaufbereitung nur ein Teil der erbrüteten Plutonium-Mischung den neuen Brennelementen wieder zugesetzt wird.

Es ergibt sich, daß die Einzonenanordnung zur Erzielung einer möglichst kleinen U-235-Anfangsanreicherung geeignet ist. Ferner zeigt sich, daß das "Plutoniumspeicherprinzip" mit einer minimalen U-235-Anfangsanreicherung von 2,68% beim MV 300, $R = 0,85$ und $T = 1$ Jahr für eine Einzonenanordnung zu realisieren ist.

Mit diesem Rechenzyklus wurden Studien für Einzonen- und Zweizonenreaktoren durchgeführt, bei denen Moderationsverhältnis MV, Verzweilzeit T , der Kugeln im Reaktor und die Plutonium-Wiedereinsatzfaktoren R , variiert wurden.

Hinsichtlich der Kreislaufkosten erweist sich ein anderer Fall als optimal. Unter Berücksichtigung von Wiederaufbereitung und Refabrikation ergibt sich für den Brennstoffkreislauf ein Preis von 0,369 Dpf/kWhe.

Bei der Studie zeigt sich, daß bei kleinen Moderationsverhältnissen das erbrütete Plutonium einen außerordentlich hohen Anteil an

spaltbaren Pu-Isotopen enthält. Allerdings erfordert dieses eine relativ hohe Anfangsanreicherung an U-235. Beim Einzonen-core läßt sich mit einer Anfangsanreicherung von 15% U-235 eine Pu-Mischung mit 94% spaltbarer Isotope erzielen. Das Zweizonen-core gestattet eine 93% angereicherte Pu-Mischung mit einer 9%igen U-235-Anfangsanreicherung.

6. Literaturverzeichnis

- 1) R. Schulten, W. Güth: Reaktorphysik I, II, B.I. 11,6
- 2) E. Teuchert: Nukleonik 1968
- 3) G.F. Kunar: GA 2525
- 4) L.W. Nordheim: GA 2527
- 5) S. Yiftah, J.J. Schmidt: Sm-101/21, I.A.E.A.(1967) Karlsruhe
- 6) J.J. Schmidt: KFK-120 (EANDC-E-35U) 1966
- 7) BNL-325 1966
- 8) GAM GA-1850, June 28, 1961
J.S. Dudek, G.D. Joanou, E.J. Leshon
- 9) H.C. Honeck: Thermos, BNL 5826
- 10) FEVER GA 2749 (1963)
- 11) E. Teuchert: IRG-66-45 (1966)
- 12) S.M. Dancoff and M. Ginsburg: Cp-2157 (1944)
- 13) R.Z. Crowther: Trans.Am.Nucl.Soc. 7,1
- 14) T. Babac: IRG-66-11(1966)
- 15) K. Kugeler: IRG-65-20(1965)
- 16) K. Kugeler: IRG-65-43(1965)
- 17) F.T. Adler, G.W. Hinman, L.W. Nordheim:
Second UNIC., A/CONF.15/P/1968

- 18) F.T. Adler, G.W. Hinman, L.W. Nordheim:
Peaceful uses of Atomic Energy,
P/1988 Vol.16
- 19) T. Babac: IRG-66-6(1966)
- 20) D.E. Parks: Nuc.Sc. and Eng. 9, 430-441(1961)
- 21) D.E. Parks: Nuc.Sc. and Eng.13, 306-324(1962)
- 22) Wigner, Jaye: GA-2113(1961)
- 23) Krumhansl, Brooks: U.Chem.Phys.21,1663(1963)
- 24) R.E. Nightingale: Nucl.Graphite,(1962)
- 25) K. Kugeler: IRG-66-42(1966)
- 26) Gröber, Erk, Grigull: Grundgesetze der Wärmeübertragung
- 27) MAFIA D.P. Report 209
- 28) Reaktor Handbook Soodak Volume III Part A.
- 29) W.H. Walker: CRRP-1185 AECL 2111(1964)
- 30) K. Parket: OWRE o-71/60
- 31) L. Dresner: Resonance Absorption in Nuclear
Reactors (1966)
- 32) R.L. Crowther: Trans.Am.Nucl.Soc. 7,1
- 33) J. Darvas: KOSTEN, Programmbeschreibung
(in Vorbereitung)

% Anreicherung

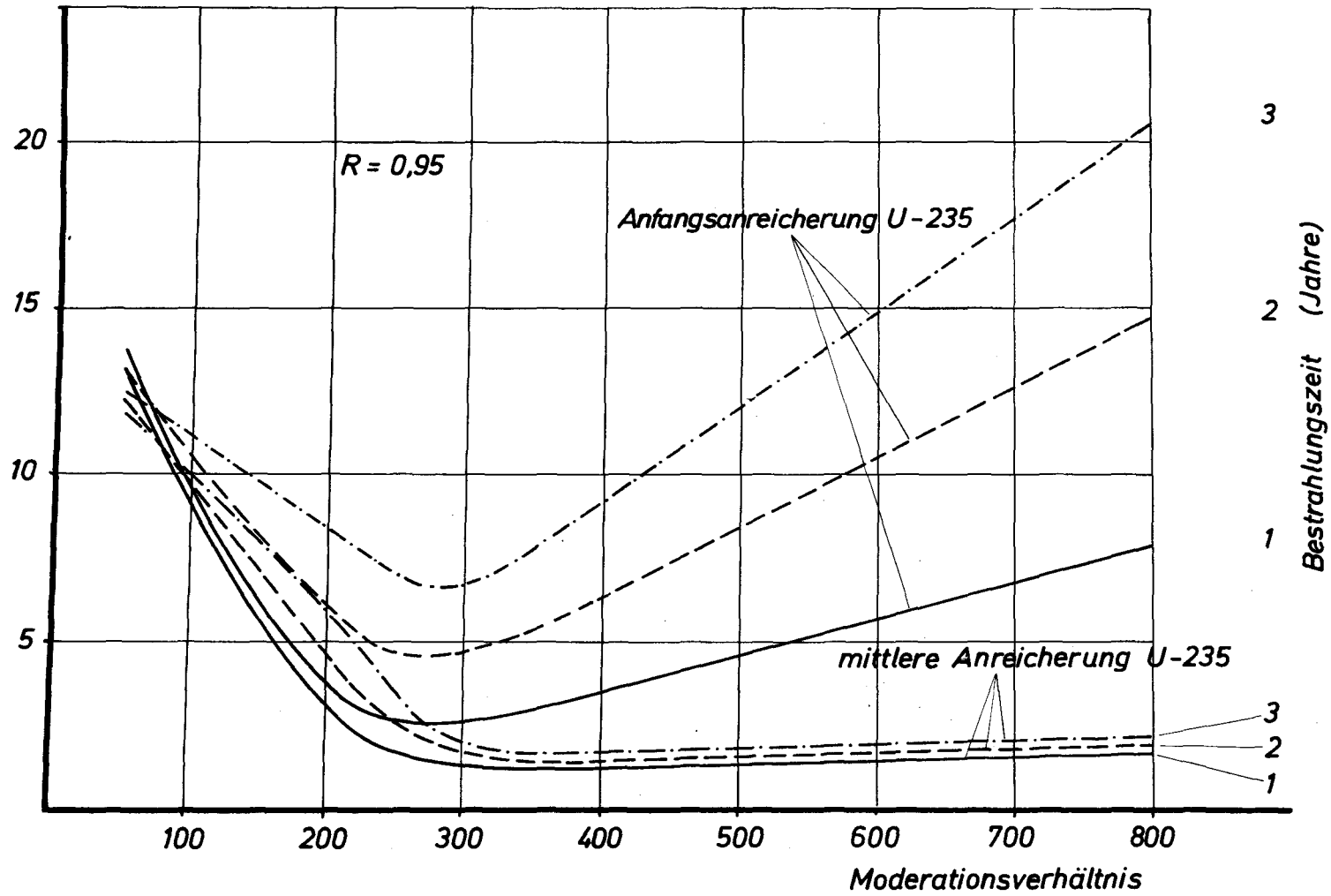


Abb. 1

% Anreicherung

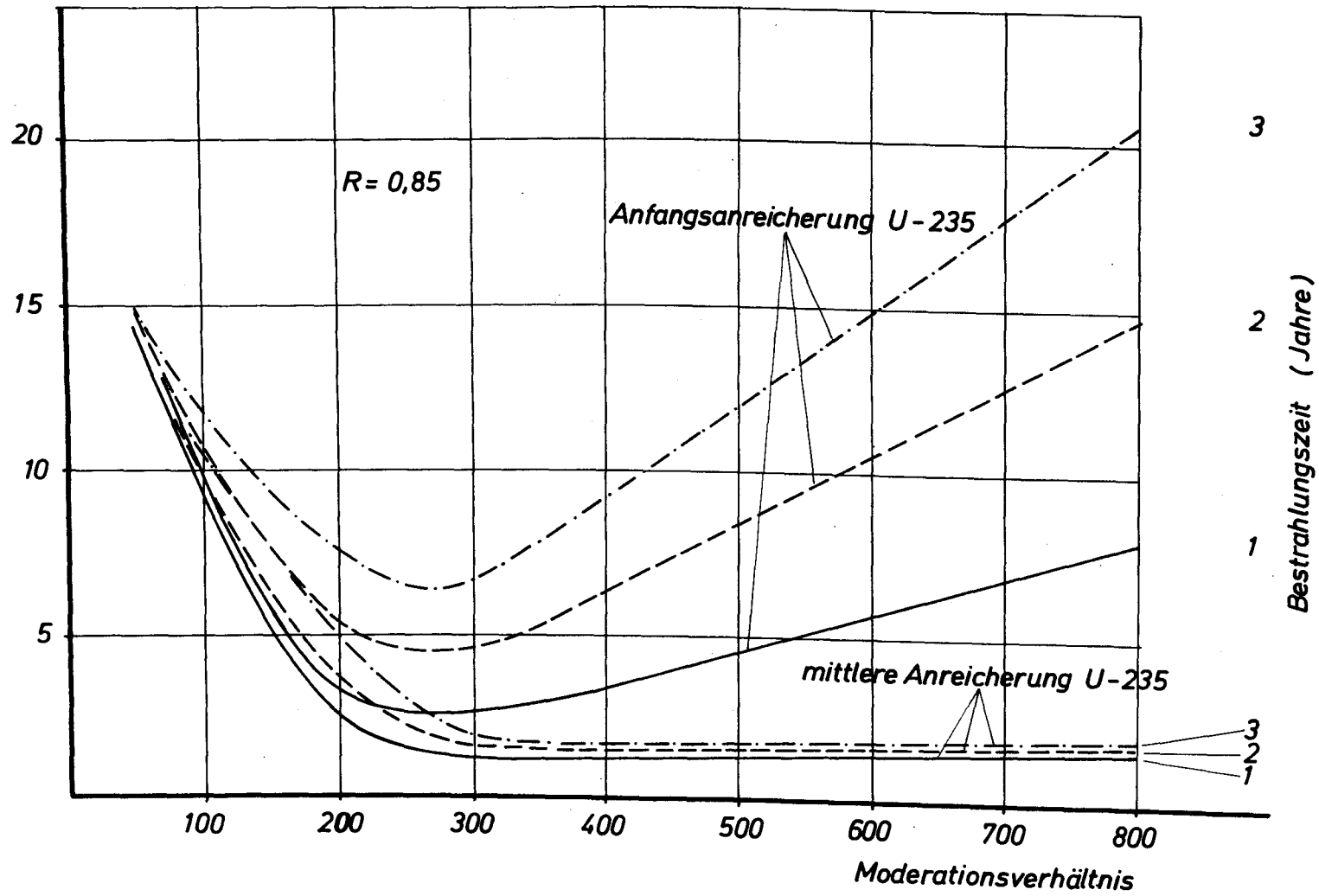


Abb. 2

% Anreicherung

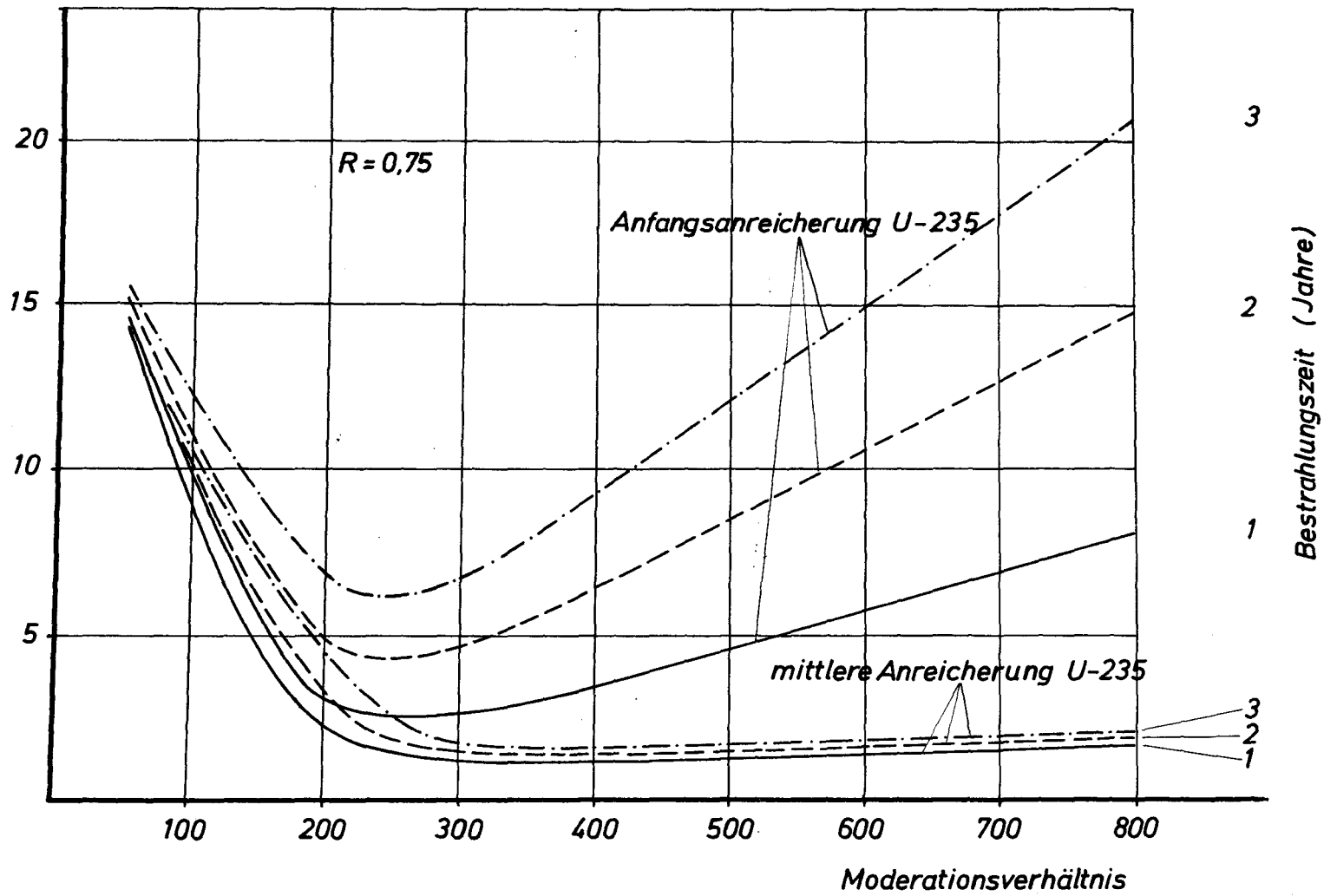


Abb. 3

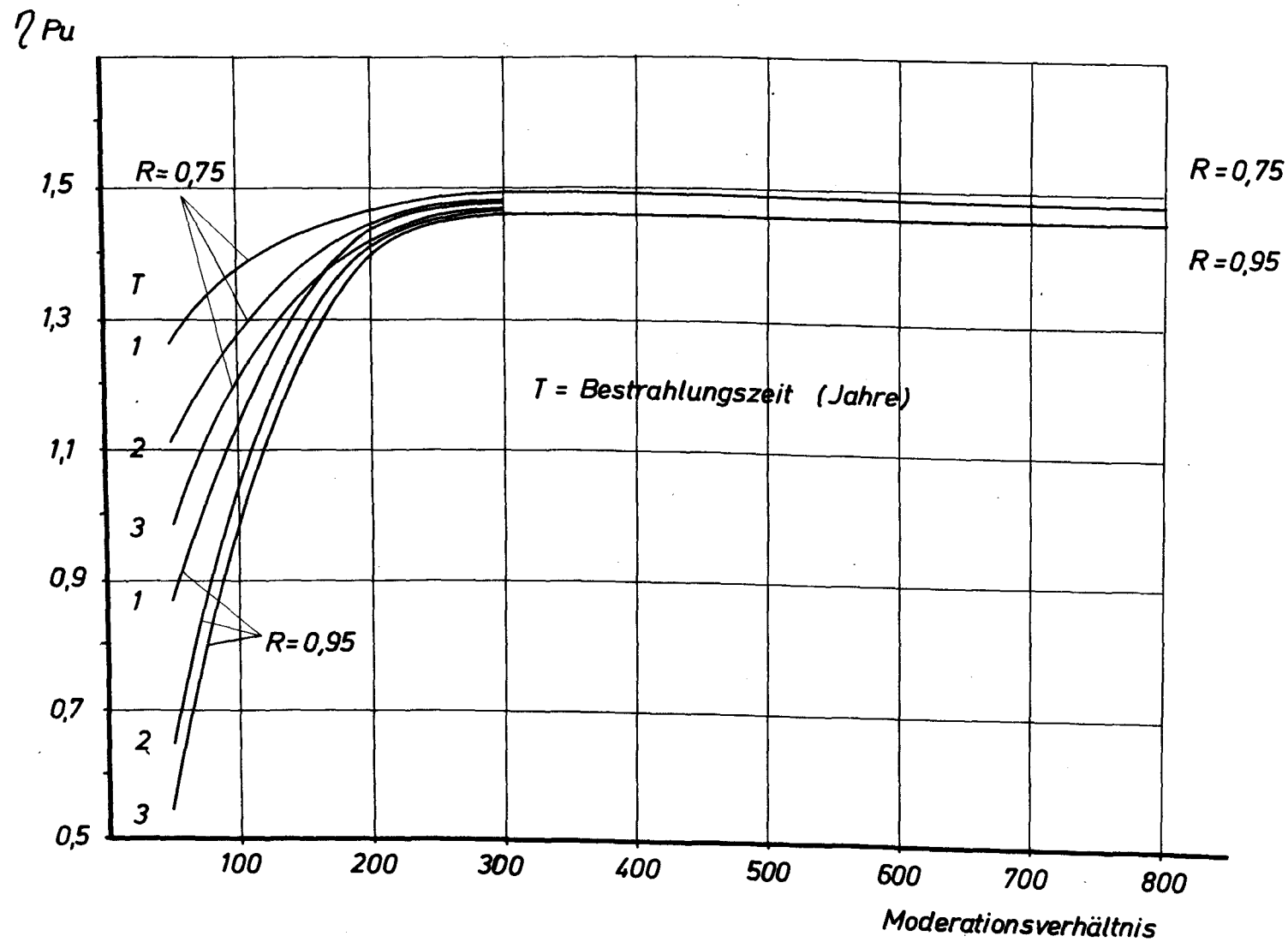


Abb. 4

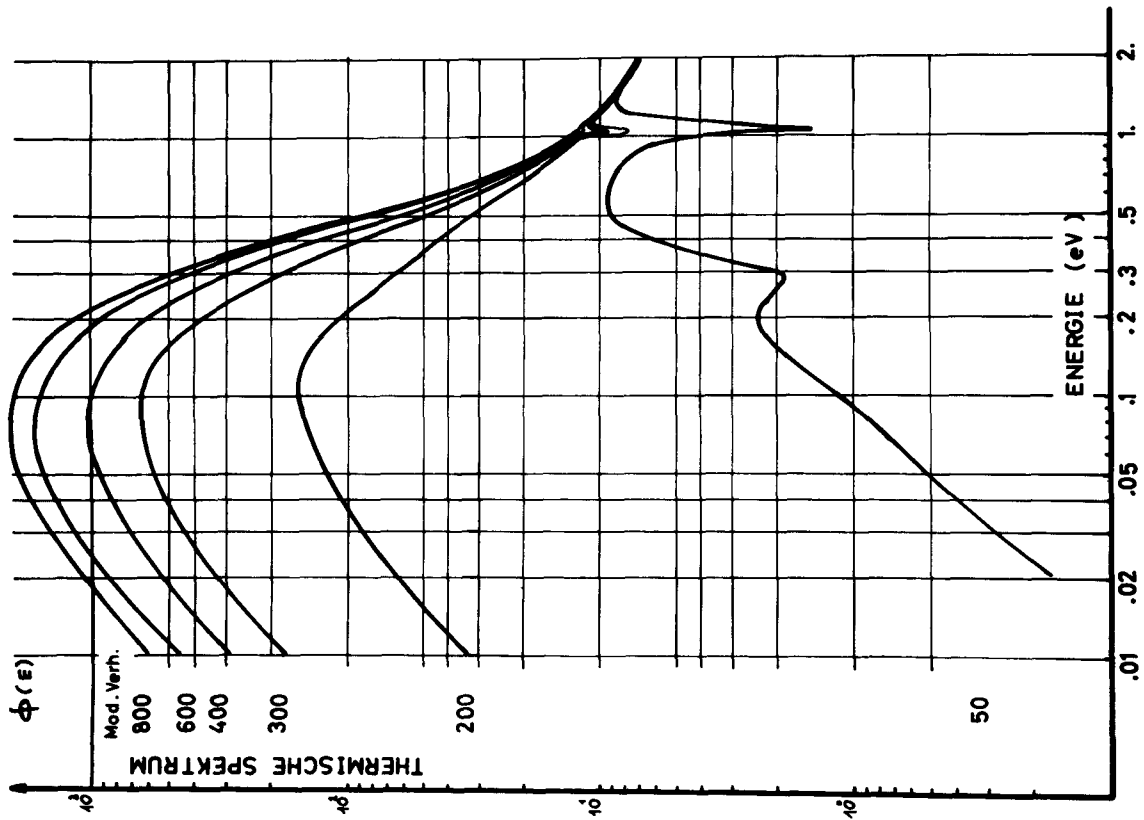


Abb. 6

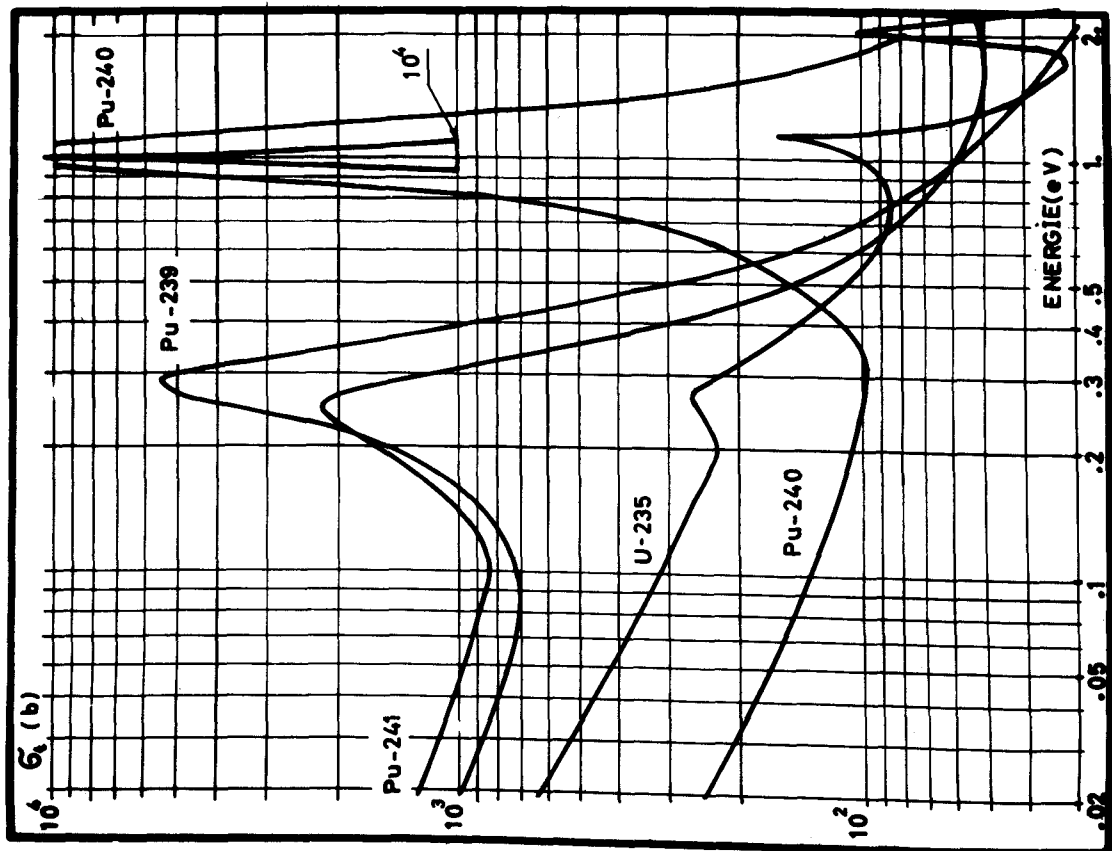


Abb. 5

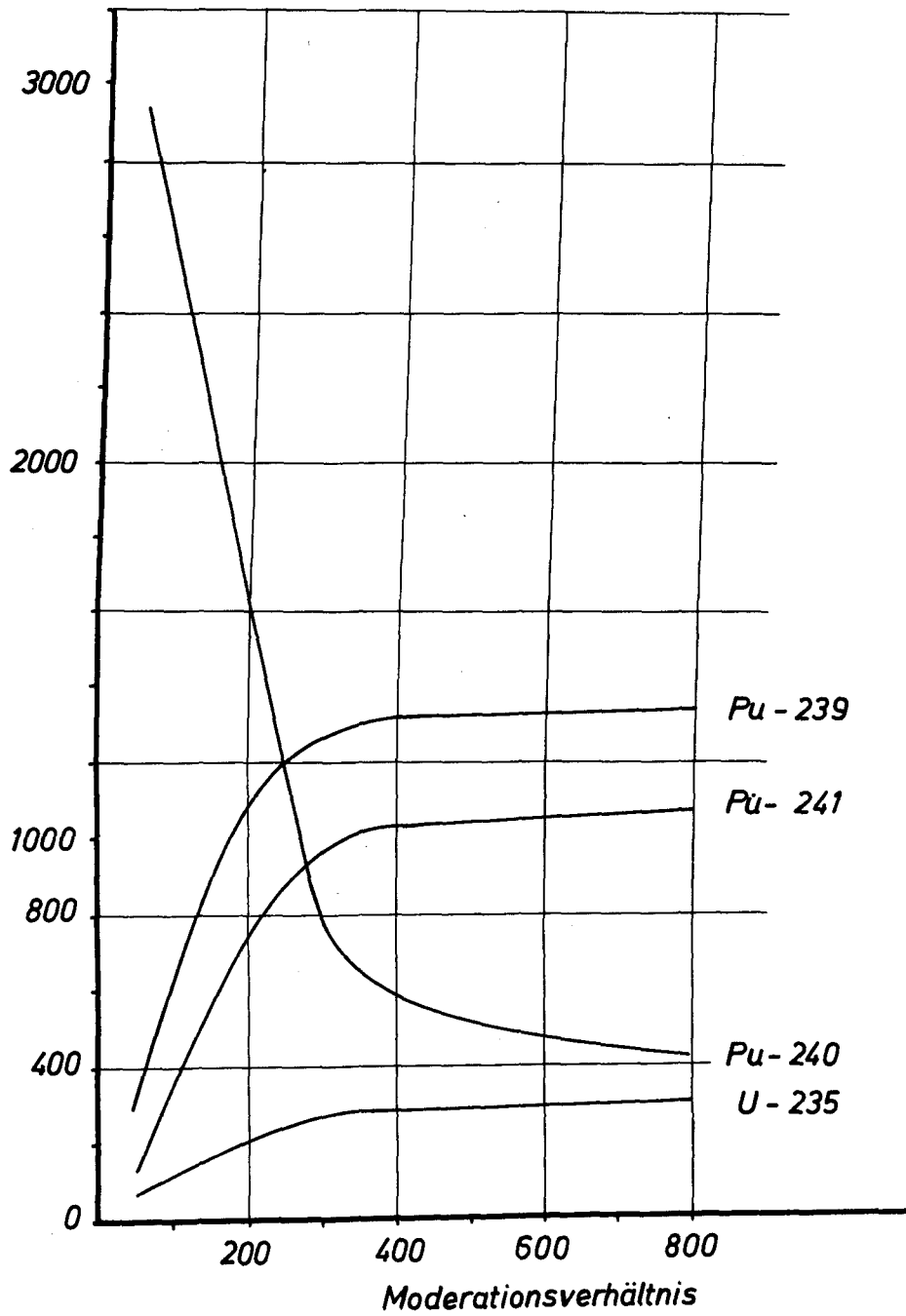
$\tilde{G}_a^{th} [b]$


Abb. 7

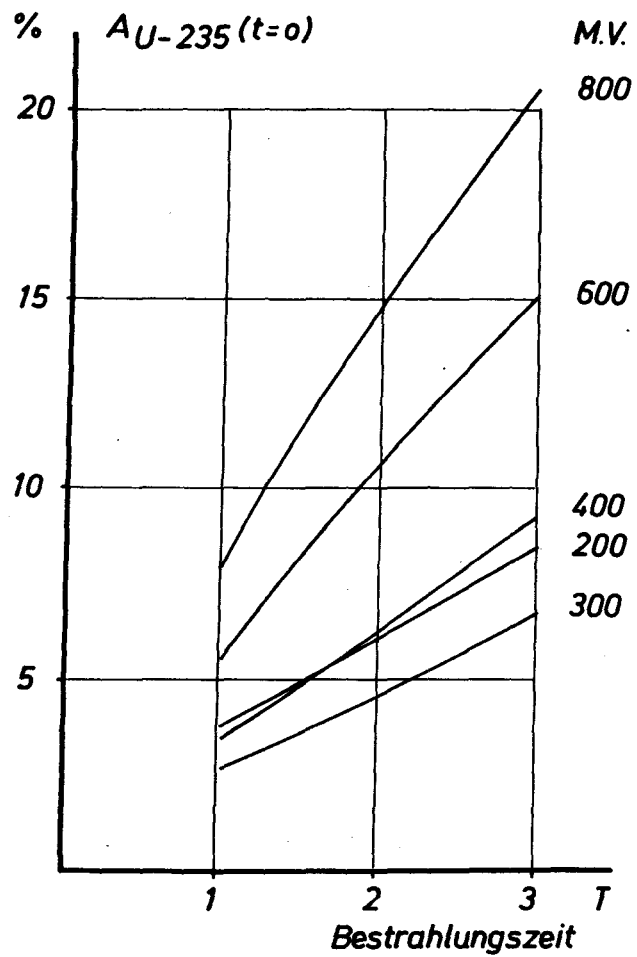


Abb. 8

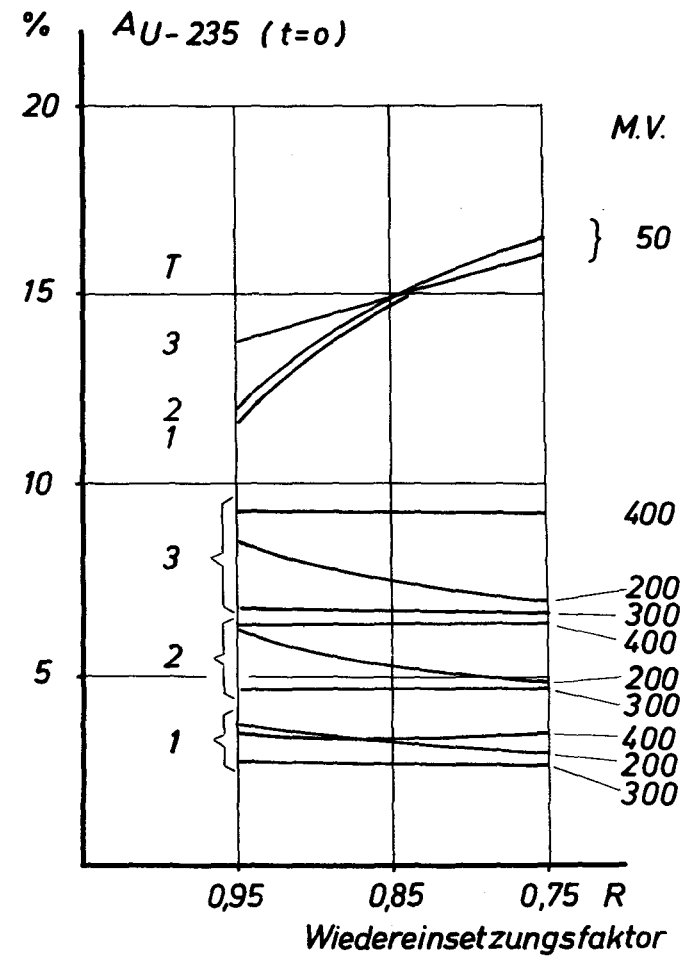


Abb. 9

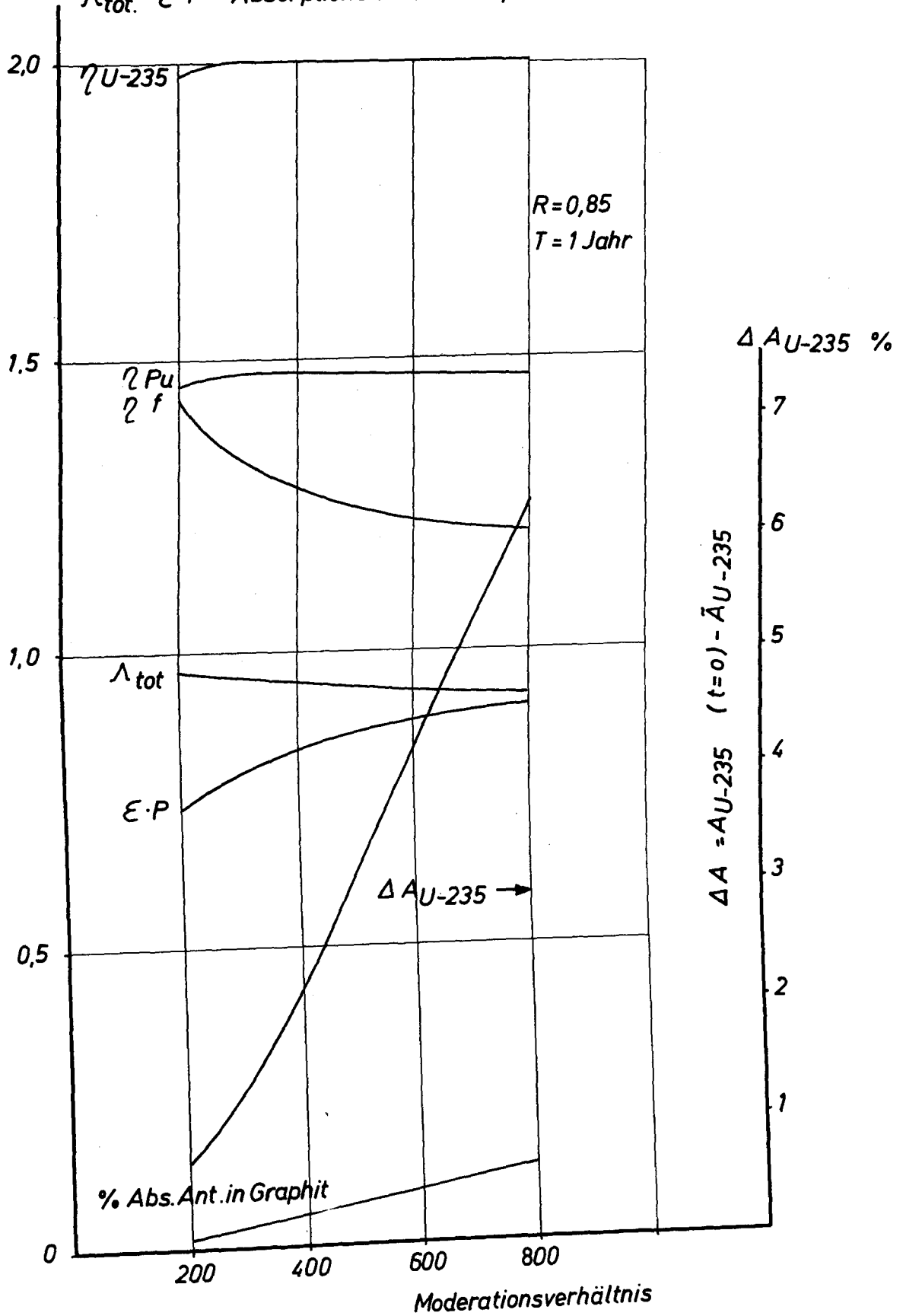
$\eta_{Pu}, \eta_{U-235}, \eta_f$
 $\Lambda_{tot.} \quad \epsilon \cdot P \quad \text{Absorptionsanteil in Graphit}$


Abb. 10

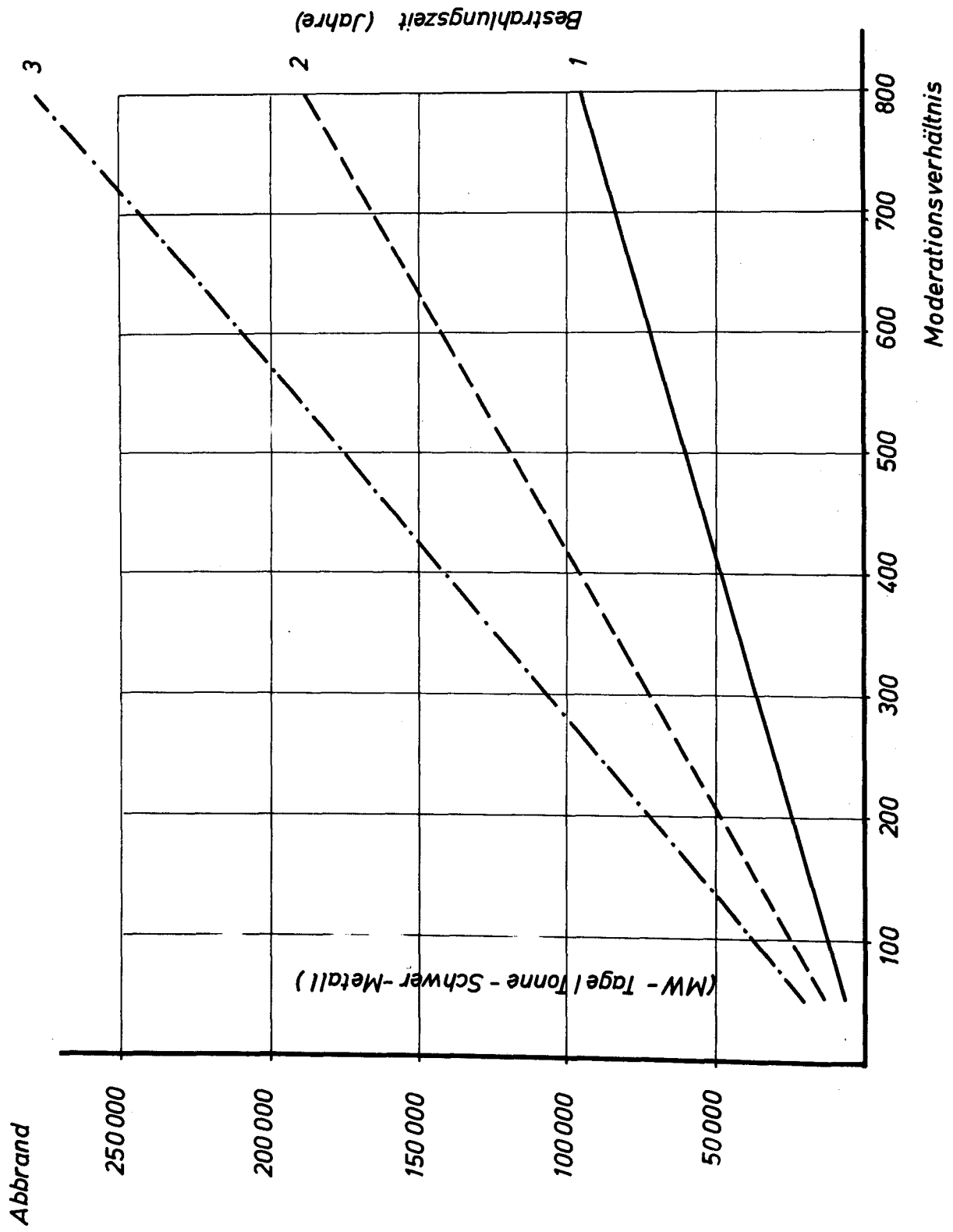


Abb. 11

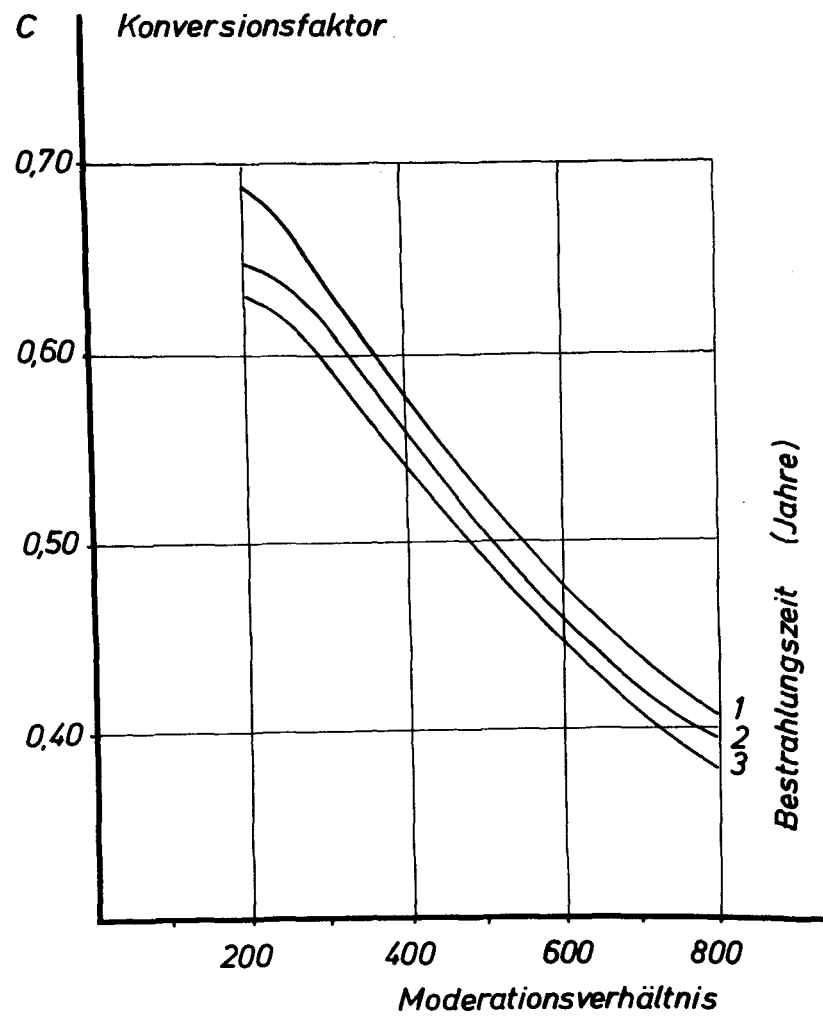


Abb. 12b

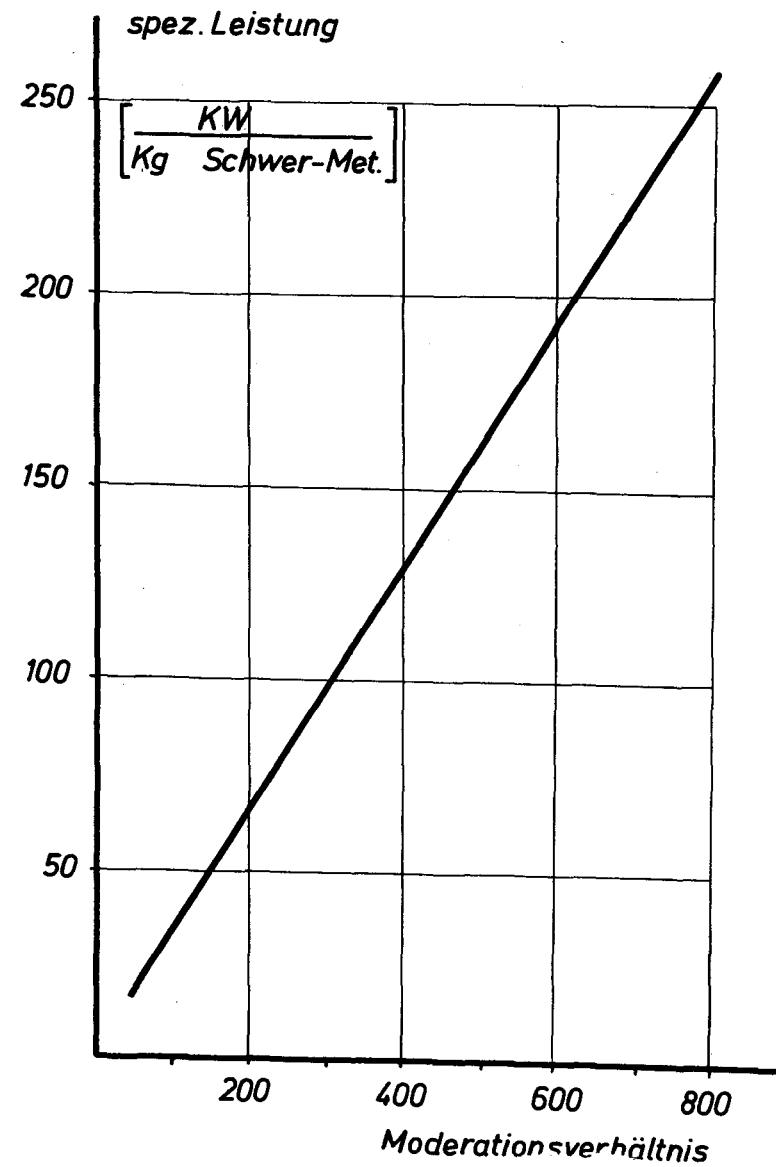


Abb. 12a

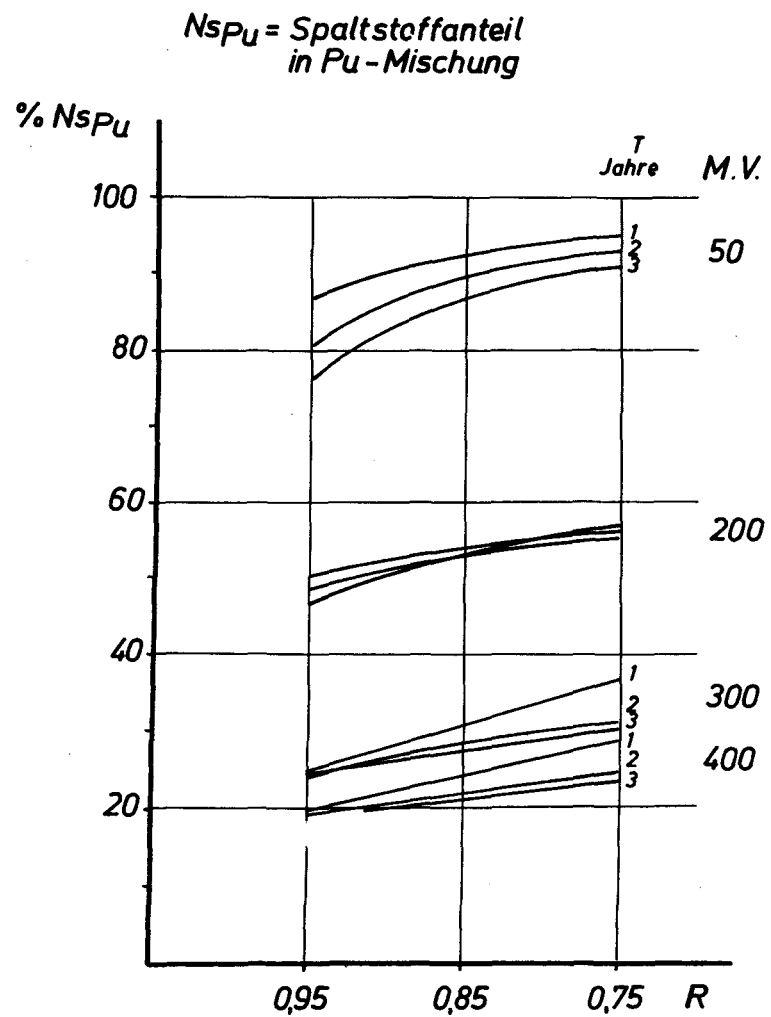


Abb. 13

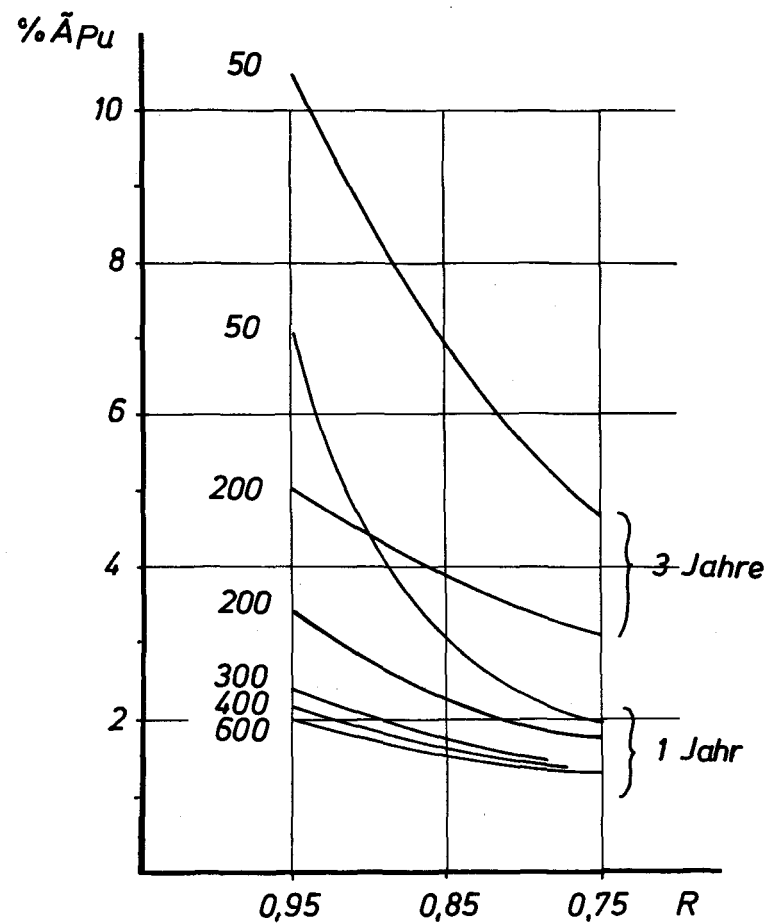


Abb. 14

N_{SPu} = Spaltstoffanteil in Pu-Mischung

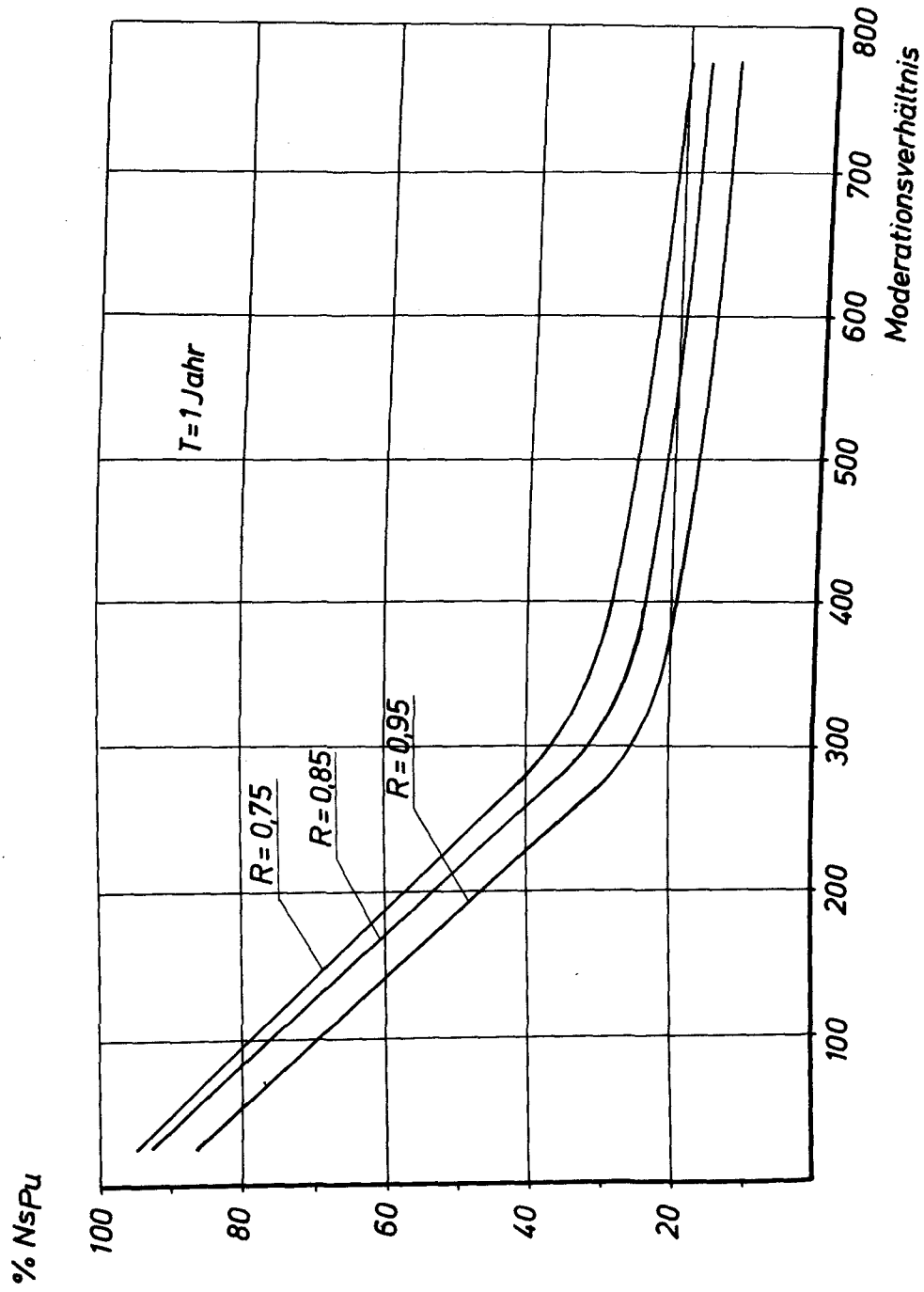


Abb. 15

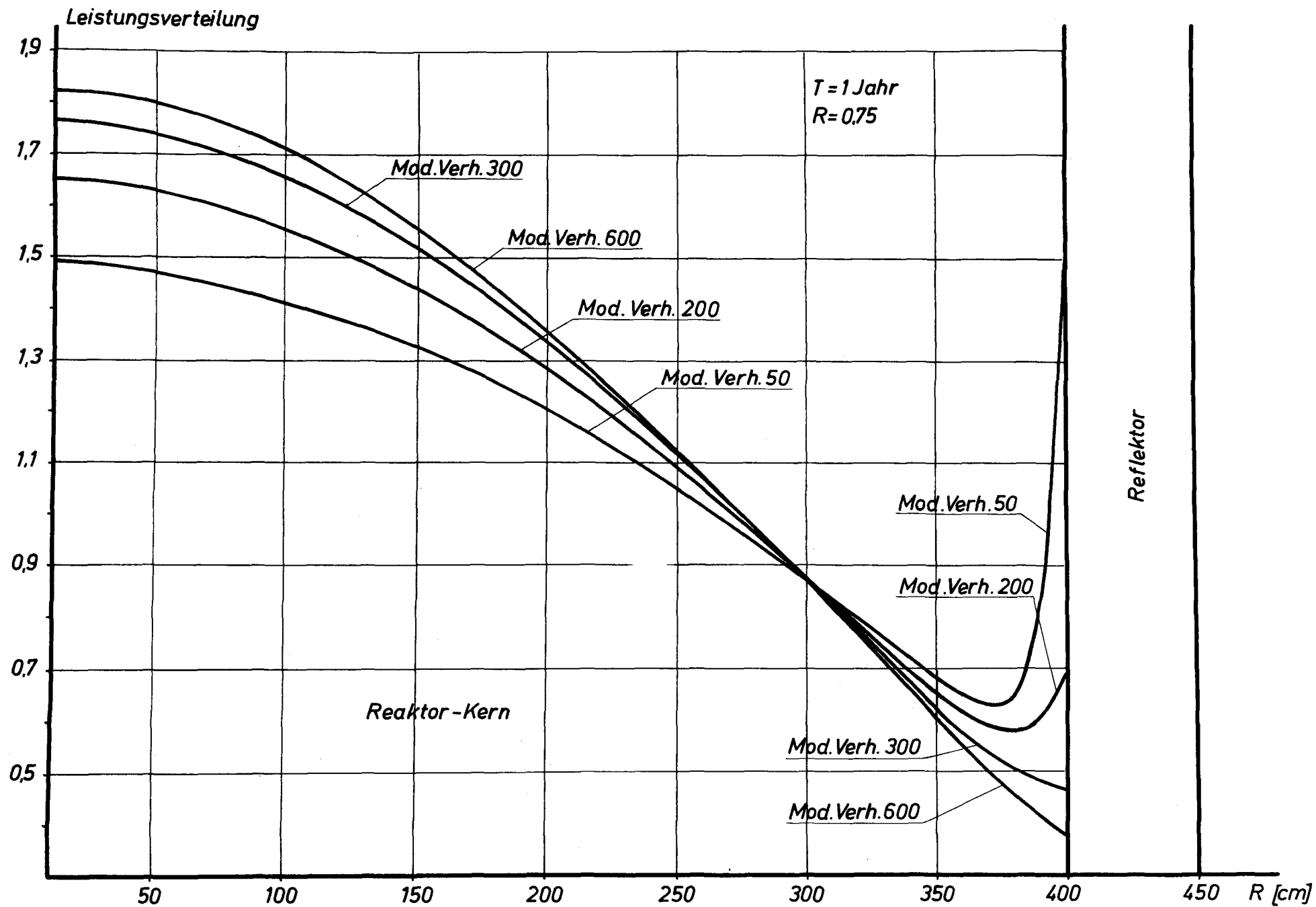
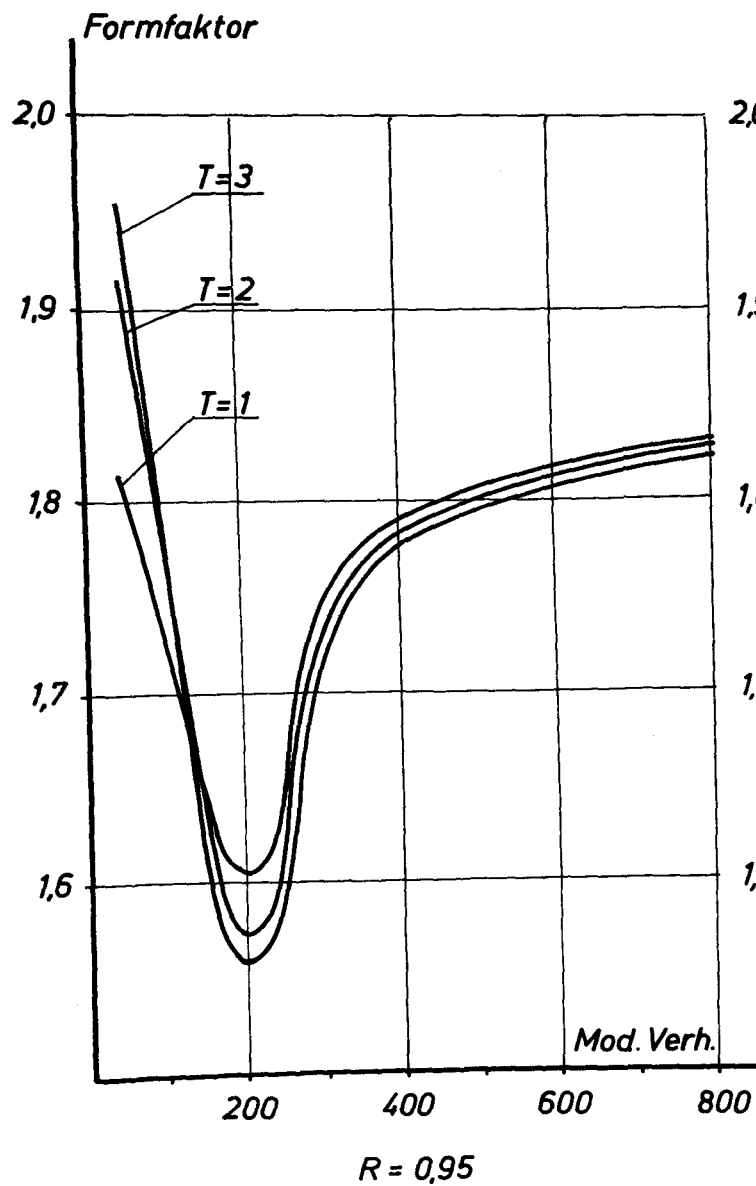


Abb. 16



a.

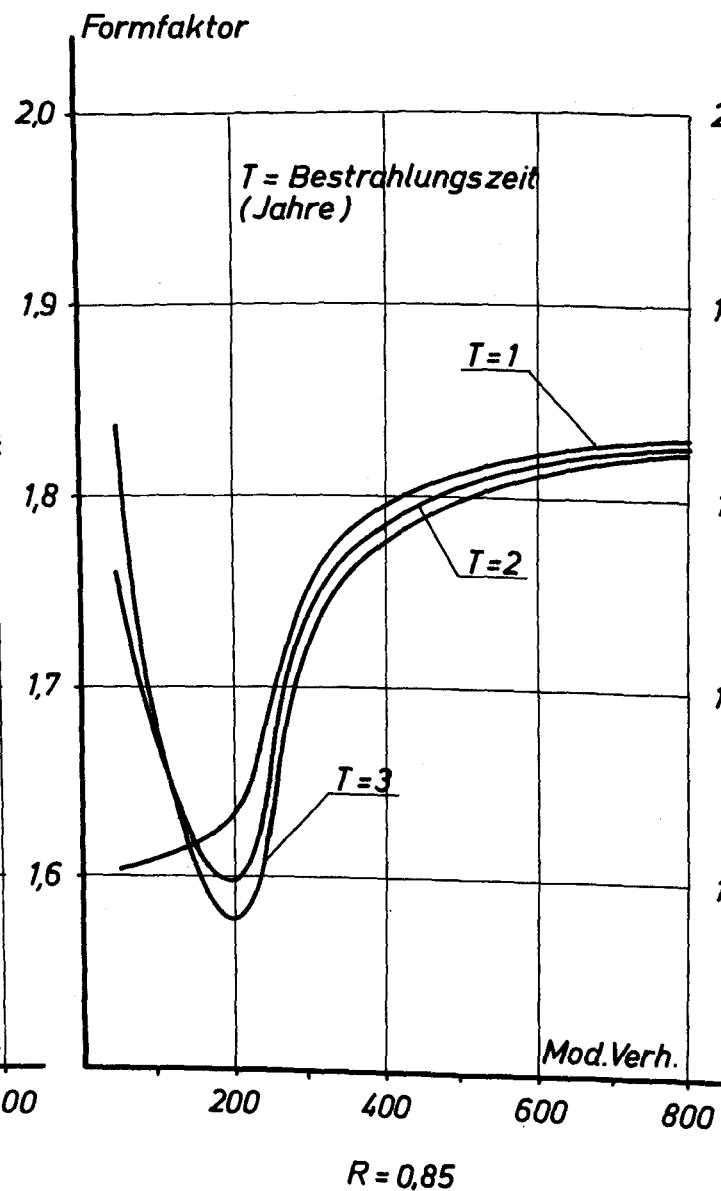
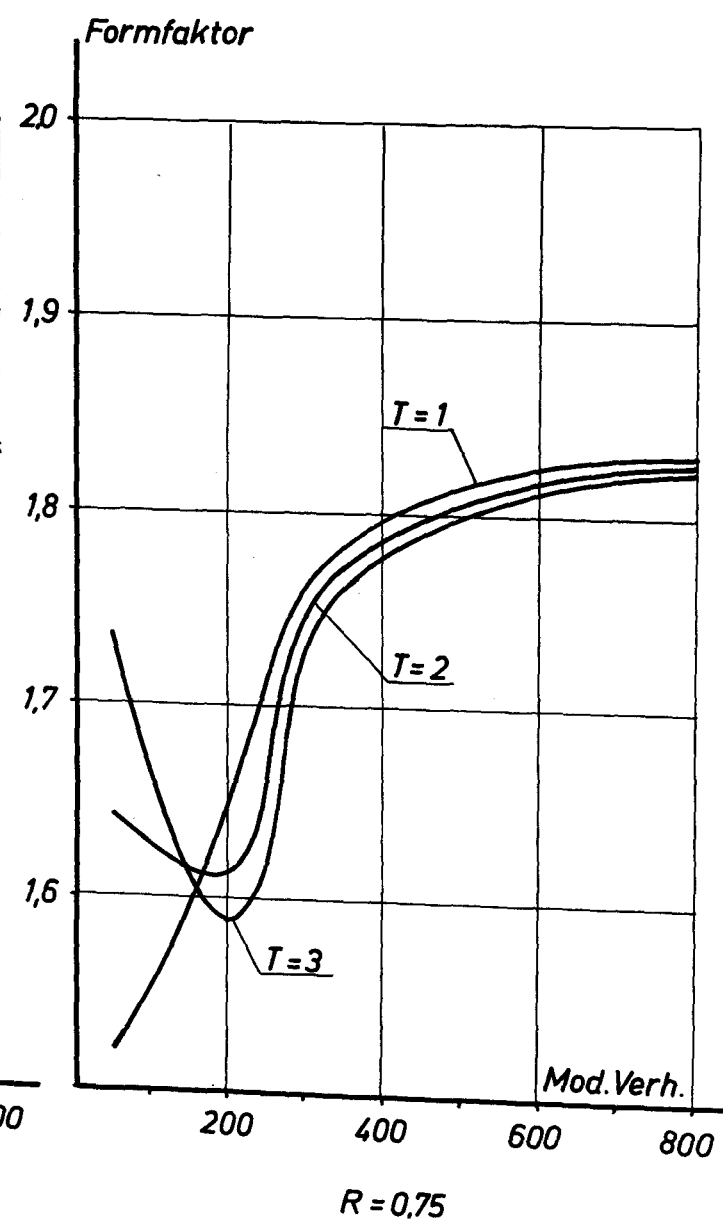


Abb. 17
b.



c.